



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ  
ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ  
ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ  
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ ΥΨΗΛΩΝ ΕΝΕΡΓΕΙΩΝ

## ΜΕΛΕΤΗ ΤΟΥ ΑΝΙΧΝΕΥΤΗ MICROMEΓΑΣ ΜΕ ΔΕΣΜΗ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ  
ΔΠΜΣ, «ΦΥΣΙΚΗ & ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΕΣ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ», ΣΕΜΦΕ-ΕΜΠ

Ελένη Α. Αζά

Επιβλέποντες : Θεόδωρος Αλεξόπουλος  
Καθηγητής, ΕΜΠ

Δημήτριος Σαμψωνίδης  
Επ. Καθηγητής, ΑΠΘ

Αθήνα, Ιούνιος 2011





ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ  
ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ  
ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ  
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΠΕΙΡΑΜΤΙΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ ΥΨΗΛΩΝ ΕΝΕΡΓΕΙΩΝ

## ΜΕΛΕΤΗ ΤΟΥ ΑΝΙΧΝΕΥΤΗ MICROMEGAS ΜΕ ΔΕΣΜΗ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ

### ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Ελένη Α. Αζά

**Επιβλέποντες :** Θεόδωρος Αλεξόπουλος  
Καθηγητής, ΕΜΠ

Δημήτριος Σαμψωνίδης  
Επ. Καθηγητής, ΑΠΘ

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την 22<sup>η</sup> Ιουνίου 2011, Ιούνιος 2011

.....  
Θεόδωρος Αλεξόπουλος  
Καθηγητής, ΕΜΠ

.....  
Γεώργιος Τσιπολίτης  
Αν. Καθηγητής, ΕΜΠ

.....  
Ευάγγελος Γαζής  
Καθηγητής, ΕΜΠ

.....  
Ελένη Α. Αζά

Διπλωματούχος Φυσικός Εφαρμογών Ε.Μ.Π.

Copyright © Αζά Ελένη, 2011

Με επιφύλαξη παντός δικαιώματος. All rights reserved.

Απαγορεύεται η αντιγραφή, αποθήκευση και διανομή της παρούσας εργασίας, εξ ολοκλήρου ή τμήματος αυτής, για εμπορικό σκοπό. Επιτρέπεται η ανατύπωση, αποθήκευση και διανομή για σκοπό μη κερδοσκοπικό, εκπαιδευτικής ή ερευνητικής φύσης, υπό την προϋπόθεση να αναφέρεται η πηγή προέλευσης και να διατηρείται το παρόν μήνυμα. Ερωτήματα που αφορούν τη χρήση της εργασίας για κερδοσκοπικό σκοπό πρέπει να απευθύνονται προς τον συγγραφέα.

Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σε αυτό το έγγραφο εκφράζουν τον συγγραφέα και δεν πρέπει να ερμηνευθεί ότι αντιπροσωπεύουν τις επίσημες θέσεις του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

## ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η ολοένα αυξανόμενη ανάγκη για ανιχνευτές με υψηλή διακριτική ικανότητα οδήγησε το 1995 στην κατασκευή του Micromegas. Πρόκειται για έναν ανιχνευτή αερίου, η λειτουργία του οποίου βασίζεται στην ενίσχυση χιονοστιβάδας των ηλεκτρονίων σε μικρό κενό της τάξεως των 100μm σε ατμοσφαιρική πίεση. Επιπλέον παρουσιάζει καλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα, υψηλή χωρική και χρονική διακριτική ικανότητα, χαρακτηριστικά που τον καθιστούν χρήσιμο στη διεξαγωγή πειραμάτων φυσικής υψηλών ενεργειών. Τα πλεονεκτήματά του μεταξύ άλλων είναι η αντοχή του στην ακτινοβόληση, απλή γεωμετρία σε συνδυασμό με χαμηλό κόστος παραγωγής, ομαλή λειτουργία σε δέσμες σωματιδίων και ανθεκτικότητα και επιβεβαιώνονται μέσω του γεγονότος ότι μπορεί να ανιχνεύσει ποικιλία σωματιδίων με την κατάλληλη επιλογή αερίου και συνθηκών λειτουργίας. Στην παρούσα εργασία παρουσιάζεται η λειτουργία του στα πλαίσια του test beam του Mamma Group και γίνεται ανάλυση των δεδομένων που λήφθηκαν 16-17 Ιουλίου 2010 από τη λειτουργία των θαλάμων R12, R13, P3. Σκοπός της εργασίας είναι η μελέτη της χωρικής διακριτικής τους ικανότητας και του προσδιορισμού του προφίλ της δέσμης.



## ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

1. Στοιχειώδη σωματίδια και ταυτοποίησή τους	1
1.1. Εισαγωγή στα στοιχειώδη σωματίδια	1
1.2. Ταυτοποίηση σωματιδίων	4
2. Cern, ανιχνευτής ATLAS και μιονικό σύστημα	10
2.1. Cern	10
2.2. Ο ανιχνευτής ATLAS	12
2.3. Ταυτοποίηση σωματιδίων μέσα στον ανιχνευτή	17
3. Ο ανιχνευτής Micromegas	27
3.1. Φαινόμενα που σχετίζονται με τη λειτουργία του	27
3.2. Ο ανιχνευτής	29
3.2.1. Αρχές λειτουργίας	30
3.2.2. Ηλεκτρικό πεδίο	31
3.2.3. Αέρια μέσα στον ανιχνευτή	33
4. Χωρική διακριτική ικανότητα σε θαλάμους ιονισμού	38
5. Test beam 2010	41
6. Μέθοδος υπολογισμού υπολοίπων	43
7. Συμπεράσματα	53
7.1. Θάλαμος R13	53
7.2. Θάλαμος P3	61
7.3. Θάλαμος R12	65
7.4. Διάχυση ηλεκτρονίων στους θαλάμους	66
7.5. Ταχύτητα ολίσθησης στους θαλάμους	69
7.6. Αρχεία δεδομένων SimpleFastReco*.root	70
8. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ	71



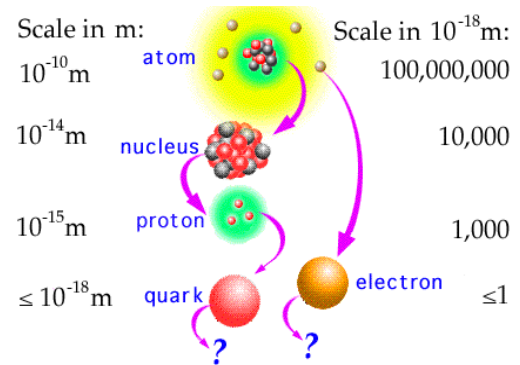


# 1. ΣΤΟΙΧΕΙΩΔΗ ΣΩΜΑΤΙΔΙΑ ΚΑΙ ΤΑΥΤΟΠΟΙΗΣΗ ΤΟΥΣ

## 1.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΑ ΣΤΟΙΧΕΙΩΔΗ ΣΩΜΑΤΙΔΙΑ

Η αναζήτηση της προέλευσης της ύλης απαιτεί την κατανόηση των στοιχειωδών σωματιδίων, γεγονός που σημαίνει ότι απαιτείται όχι μόνο η κατανόηση των χαρακτηριστικών τους, αλλά και τον τρόπο με τον οποίο αλληλεπιδρούν μεταξύ τους αλλά και με τις δυνάμεις της φύσης. Ο κλάδος της φυσικής που μελετά αυτά τα φαινόμενα λέγεται φυσική σωματιδίων.

Τα περισσότερα σωματίδια που έχουν παρατηρηθεί δεν είναι στοιχειώδη, αλλά αποτελούνται από άλλα πιο απλά. Οι πιο πρόσφατες έρευνες αναδεικνύουν το γεγονός ότι πρωτόνια και ηλεκτρόνια αποτελούνται από κουάρκς.



### ΚΟΥΑΡΚ ΚΑΙ ΛΕΠΤΟΝΙΑ:

Τα δύο πιο πρωταρχικά είδη σωματιδίων είναι τα κουάρκς και τα λεπτόνια. Αυτά διακρίνονται σε 6 γεύσεις που αντιστοιχούν σε 3 γενιές της ύλης. Τα κουάρκς, όπως επίσης και τα αντικουάρκς, έχουν ηλεκτρικό φορτίο  $1/3$  ή  $2/3$ , ενώ τα λεπτόνια  $1$  ή  $0$ . Για κάθε κουάρκ ή λεπτόνιο υπάρχει ένα αντίστοιχο αντισωματίδιο

	matter: fermions			forces: bosons		
quarks	u	c	t	g	W	Z
	d	s	b			
	charges: +2/3, -1/3					
leptons	e	$\mu$	$\tau$	$\gamma$		
	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$			
	charges: -1, 0					

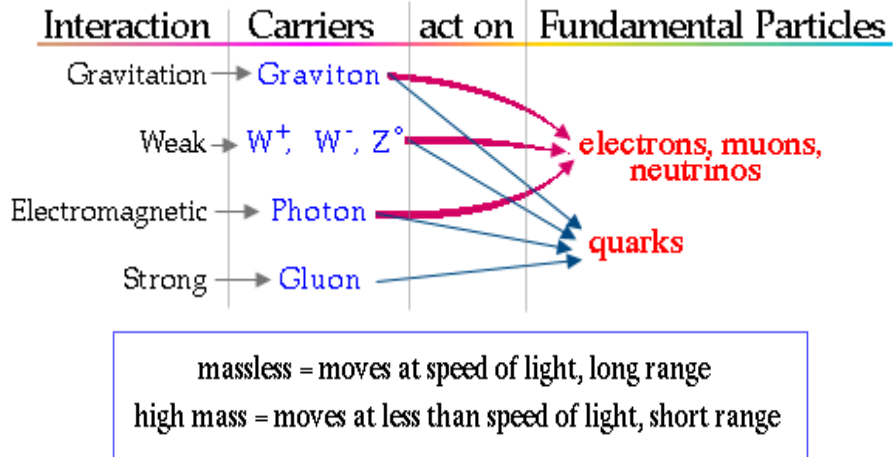
### ΘΕΜΕΛΙΩΔΕΙΣ ΔΥΝΑΜΕΙΣ:

Η ύλη επηρεάζεται από δυνάμεις ή αλληλεπιδράσεις. Οι τέσσερις βασικές δυνάμεις του σύμπαντος είναι οι εξής:

1. βαρύτητα (μεταξύ σωματιδίων και μαζών)
2. ηλεκτρομαγνητική (μεταξύ σωματιδίων με φορτίο/μαγνητισμό)
3. ισχυρή πυρηνική δύναμη (μεταξύ κουάρκς)
4. ασθενής πυρηνική δύναμη (μεταξύ νετρίνο και ηλεκτρονίων)

Η ισχυρή δύναμη δένει τα κουάρκς για το σχηματισμό πρωτονίων, νετρονίων και μεσονίων, και κρατά τον πυρήνα του ατόμου παρά την απωστική ηλεκτρομαγνητική δύναμη μεταξύ πρωτονίων. Η ασθενής δύναμη ελέγχει τη ραδιενεργό διάσπαση του πυρήνα του ατόμου και τις αντιδράσεις μεταξύ λεπτονίων (ηλεκτρονίων και νετρίνων).

Η κβαντική θεωρία πεδίου εξηγεί την ανταλλαγή ενέργειας στις αλληλεπιδράσεις μέσω φορέων δυνάμεων που λέγονται μποζόνια. Οι δυνάμεις μεγάλης εμβέλειας έχουν φορείς μηδενικής μάζας, το γκραβιτόνιο και το φωτόνιο, ενώ αυτές μικρής εμβέλειας έχουν φορείς με μεγάλη μάζα, το  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z$  για την ασθενή δύναμη και το γλουόνιο για την ισχυρή.

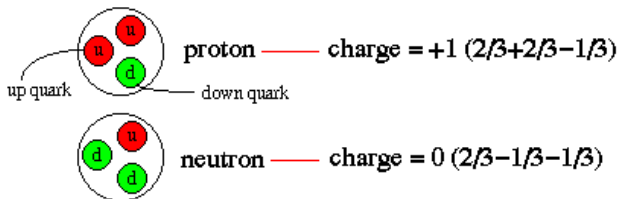


### BAPIONIA KAI MEZONIA:

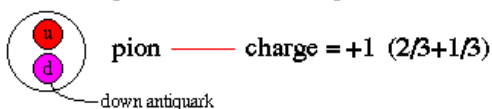
Τα κουάρκς συνδυάζονται για να σχηματίσουν τα βαριόνια και τα μεσόνια. Τα βαριόνια αποτελούνται από τρία κουάρκς για το σχηματισμό πρωτονίων και νετρονίων, όπως επίσης αντιπρωτονίων και αντινετρονίων. Τα μεσόνια, που αποτελούνται από ζεύγη κουάρκς, συναντώνται συνήθως στην κοσμικά ακτινοβολία. Ο συνδυασμός των κουάρκς μπορεί να δώσει φορτίο -1, 0, ή 1.

**Atomic Nuclei = Combinations of Quarks**

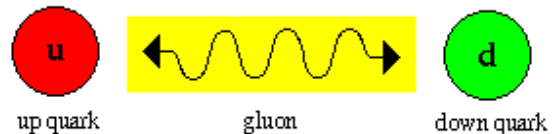
Baryons = particles made of 3 quarks



Mesons = particles made of 2 quarks



What binds quarks together?



**the strong force carried by gluons**

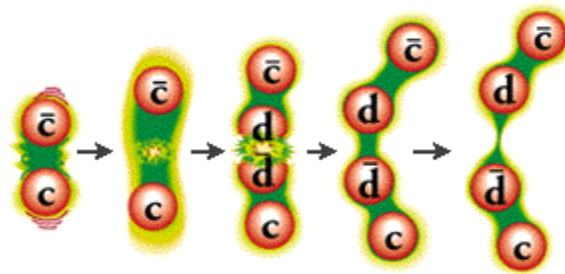
## ΑΛΛΑΓΗ ΧΡΩΜΑΤΟΣ:

Τα κουάρκ των βαριονίων και των μεσονίων ενώνονται με την ισχυρή δύναμη μέσω της ανταλλαγής γλουονίων. Όπως η ένταση της ηλεκτρομαγνητικής δύναμης καθορίζεται από την ποσότητα του φορτίου, με τον ίδιο τρόπο η ένταση της ισχυρής δύναμης καθορίζεται από την αλλαγή του χρώματος.

Τα κουάρκ διακρίνονται σε τρία χρώματα, κόκκινο, μπλε και πράσινο. Τα γλουόνια μεταφέρουν χρώμα όταν αλληλεπιδρούν με κουάρκ, ενώ τα βαριόνια και τα μεσόνια πρέπει να έχουν μια μίξη χρωμάτων που θα οδηγήσει στο λευκό, λόγω χάριν κόκκινο και αντι-κόκκινο, ή κόκκινο, μπλε και πράσινο που δίνουν λευκό.

## Ο ΠΕΡΙΟΡΙΣΜΟΣ ΤΩΝ ΚΟΥΑΡΚΣ:

Τα κουάρκ δε συναντώνται μόνα τους στη φύση, αλλά ενωμένα με άλλα κουάρκ ή αντικουάρκ με την ανταλλαγή γλουονίων, η οποία παράγει ένα πεδίο δύναμης με χρώμα. Χαρακτηριστικό αυτού του πεδίου είναι το γεγονός ότι ο διαχωρισμός των κουάρκ αυξάνει την ένταση του πεδίου, σε αντιδιαστολή με την ηλεκτρομαγνητική και τη βαρυτική δύναμη που ασθενούν αυξανόμενης της απόστασης. Για την κατανίκηση αυτού του πεδίου απαιτείται ενέργεια, η οποία αυξάνεται μέχρι να σχηματιστεί ένα νέο κουάρκ ή αντικουάρκ. Δύο νέα κουάρκ σχηματίζονται και ενώνονται με τα παλιά προς το σχηματισμό δύο νέων μεσονίων. Συνεπώς κανένα κουάρκ δεν υπήρξε ποτέ μοναχό του, αλλά ταξιδεύουν σε ζεύγη ή τριπλέτες.

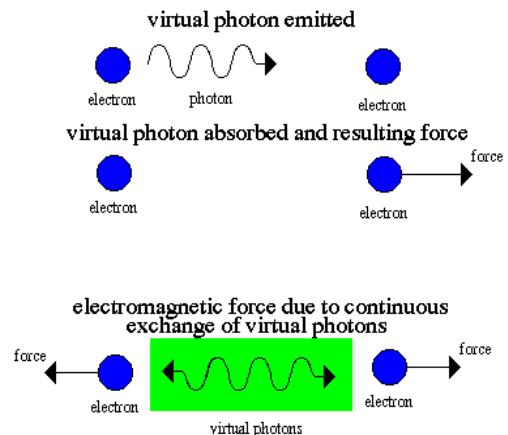


## ΚΒΑΝΤΙΚΗ ΗΛΕΚΤΡΟΔΥΝΑΜΙΚΗ:

Πρόκειται για το πεδίο της φυσικής πραγματεύεται την αλληλεπίδραση φορτισμένων σωματιδίων και φωτός. Σύμφωνα με την QED τα φορτισμένα σωματίδια αλληλεπιδρούν μέσω της ανταλλαγής εικονικών φωτονίων, τα οποία δρουν ως φορείς ορμής ή δύναμης. Σε μεγάλες αποστάσεις εκμηδενίζεται η δραστηριότητά τους, καθώς η αλληλεπίδραση λαμβάνει χώρα μέσω της άμεσης επαφής των φωτονίων.

Στα τέλη της δεκαετίας του 60 η διατύπωση της κβαντικής ηλεκτροδυναμικής οδήγησε στην ενοποίηση των θεωριών της ασθενούς και της ηλεκτρομαγνητικής αλληλεπίδρασης. Αυτή η νέα

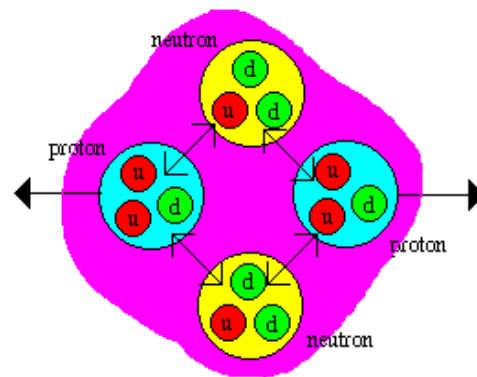
### Virtual Photons



δύναμη, η λεγόμενη ηλεκτροασθενής, λαμβάνει χώρα σε πολύ υψηλές θερμοκρασίες, τις οποίες μπορούμε να συναντήσουμε στο αρχικό σύμπαν και τις αναπαράγουμε στους επιταχυντές σωματιδίων. Ενοποίηση σημαίνει ότι η ασθενής και η ηλεκτρομαγνητική δύναμη γίνονται συμμετρικές, δηλαδή συμπεριφέρονται σα να επρόκειτο για μία δύναμη. Αυτή η ενοποίηση γέννησε την πεποίθηση ότι η ισχυρή, η ασθενής και η ηλεκτρομαγνητική δύναμη μπορούν να ενοποιηθούν στο λεγόμενο Πρότυπο Μοντέλο της ύλης.

### ΚΒΑΝΤΙΚΗ ΧΡΩΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗ:

Πρόκειται για το πεδίο της φυσικής που περιγράφει την ισχυρή δύναμη, ή εναλλακτικά τη δύναμη «χρώματος». Η ισχυρή δύναμη υπερνικά την ηλεκτρομαγνητική και τη βαρυτική δύναμη μόνο σε πολύ μικρό εύρος, ώστε εκτός του πυρήνα να μη γίνεται αντιληπτή.



### 1.2. ΤΑΥΤΟΠΟΙΗΣΗ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ

Σωματίδια με διαφορετικές μάζες θα έχουν διαφορετική μέση εναπόθεση ενέργειας μέσα στους ανιχνευτές για συγκεκριμένο εύρος ορμής. Οι  $dE/dx$  μετρήσεις χρησιμοποιούνται για την ταυτοποίηση σωματιδίων, καθώς η μεταφορά ενέργειας παραμετρίζεται κάτω από τη μεταφορά ορμής που είναι μετρήσιμη ποσότητα. Η συνάρτηση Bethe-Bloch είναι η ακόλουθη:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln\left(\frac{2m_e \gamma^2 u^2 W_{\max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 \right]$$

με  $2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0.1535 \text{ MeV cm}^2 / \text{g}$

όπου:

$r_e$  : η κλασική ακτίνα του ηλεκτρονίου =  $2.817 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$

$m_e$  = μάζα ηλεκτρονίου

$N_a$  : ο αριθμός Avogadro =  $6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$

$I$  = μέσο δυναμικό διέγερσης

$Z, A, \rho$  = ατομικός αριθμός, ατομικό βάρος και πυκνότητα του υλικού που απορροφά

$z$  = φορτίο του σωματιδίου σε μονάδες του  $e$

$\beta = u/c$  του σωματιδίου

$$\gamma = 1 / \sqrt{1 - \beta^2}$$

$\delta$  : διόρθωση πυκνότητας

$C$  : διόρθωση φλοιού

$W_{\max}$  : μέγιστη ενέργεια που μεταφέρεται σε μια σύγκρουση

Το μέσο δυναμικό διέγερσης  $I$  είναι η μέση τροχιακή συχνότητα  $\bar{\nu}$  της συνάρτησης του Bohr επί τη σταθερά Planck,  $h\bar{\nu}$ . Σχετίζεται με τις δυνάμεις ταλάντωσης των ατομικών επιπέδων και υπακούει στον εμπειρικό τύπο:  $\frac{I}{Z} = 9.76 + 58.8Z^{-1.19} eV$

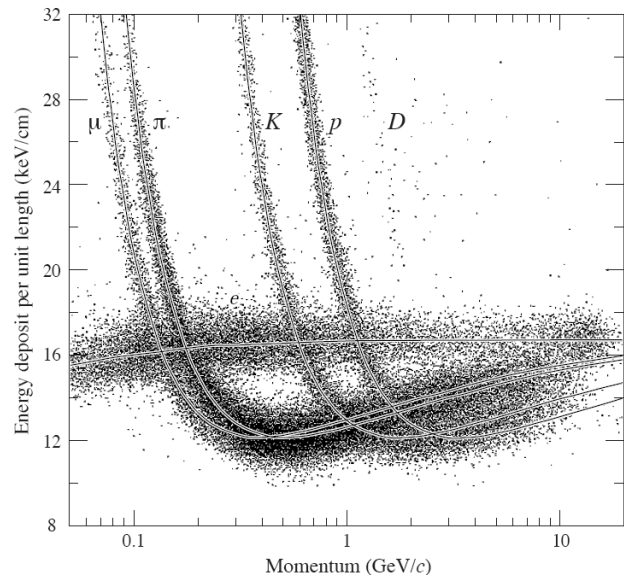
Η μέγιστη μεταφορά ενέργειας είναι εκείνη που παράγεται από μια μετωπική σύγκρουση. Για ένα τυχαίο σωματίδιο μάζας  $M$  η κινηματική δίνει:

$$W_{\max} = \frac{2m_e c^2 \eta^2}{1 + 2s\sqrt{1 + \eta^2} + s^2}, \text{ όπου } s = m_e / M \text{ και } \eta = \beta\gamma$$

Επιπλέον, αν  $M \gg m_e$ , τότε:  $W_{\max} \approx 2m_e c^2 \eta^2$

Οι ποσότητες  $\delta$  και  $C$  είναι σημαντικές για υψηλές και χαμηλές ενέργειες αντίστοιχα. Η επίδραση της πυκνότητας προκύπτει από το γεγονός ότι το ηλεκτρικό πεδίο από το σωματίδιο τείνει να πολώνει τα άτομα κατά μήκος της διαδρομής του. Εξαιτίας αυτής της πόλωσης, ηλεκτρόνια μακριά από τη διαδρομή του σωματιδίου προστατεύονται από την πυκνότητα του ηλεκτρικού πεδίου. Συνεπώς συγκρούσεις με αυτά τα απομακρυσμένα ηλεκτρόνια θα συνεισφέρουν λιγότερο στη συνολική ενέργεια που χάνεται από ότι προβλέπει η Bethe-Bloch. Αυτό το φαινόμενο παίζει σημαντικότερο ρόλο όσο αυξάνεται η ενέργεια του σωματιδίου, αφού απομακρυσμένες συγκρούσεις συνεισφέρουν όλο και περισσότερο. Επιπλέον γίνεται σαφές ότι αυτό το φαινόμενο εξαρτάται από την πυκνότητα του υλικού, αφού η «τεχνητή» πόλωση θα είναι ισχυρότερη σε συμπυκνωμένα υλικά από ότι σε αέρια.

Ένα παράδειγμα εξάρτησης της ενέργειας της  $dE/dx$  παρουσιάζεται στη διπλανή εικόνα, όπου απεικονίζεται η Bethe-Bloch ως συνάρτηση της κινητικής ενέργειας για διάφορα σωματίδια. Για μη σχετικιστικές ενέργειες κυριαρχεί ο όρος  $1/\beta^2$  και μειώνεται με αύξηση της ταχύτητας μέχρι το σημείο  $u \approx 0.96c$ . Σωματίδια σε εκείνο το σημείο λέγονται ελάχιστου ιονισμού (MIPs). Για ενέργειες μικρότερες της ελάχιστης τιμής ιονισμού, κάθε σωματίδιο παρουσιάζει μια  $dE/dx$  καμπύλη που το διαχωρίζει από τα υπόλοιπα. Κατά αυτόν τον τρόπο μπορεί να πραγματοποιηθεί η ταυτοποίησή τους.



## ΥΠΟΛΟΓΙΖΟΝΤΑΣ ΤΗΝ ΕΓΚΑΡΣΙΑ ΟΡΜΗ:

Θεωρούμε ένα σωματίδιο με φορτίο  $q$  το οποίο κινείται μέσα σε ομογενές μαγνητικό πεδίο έντασης  $B$  με κατεύθυνση κάθετα στο εγκάρσιο επίπεδο και ταχύτητα  $v$ , διανύοντας ένα μήκος  $L$ . Η δύναμη Lorentz που ασκείται πάνω του είναι:

$$F_L = qvB$$

και παίζει το ρόλο κεντρομόλου δύναμης:  $F_c = \frac{mv^2}{\rho}$ , όπου  $\rho$  η ακτίνα καμπυλότητας της τροχιάς του.

Επομένως  $\frac{mv^2}{\rho} = qvB$  και  $B\rho = \frac{mv}{q} = \frac{p}{q}$ , όπου  $p$  η ορμή του σωματιδίου κι επειδή

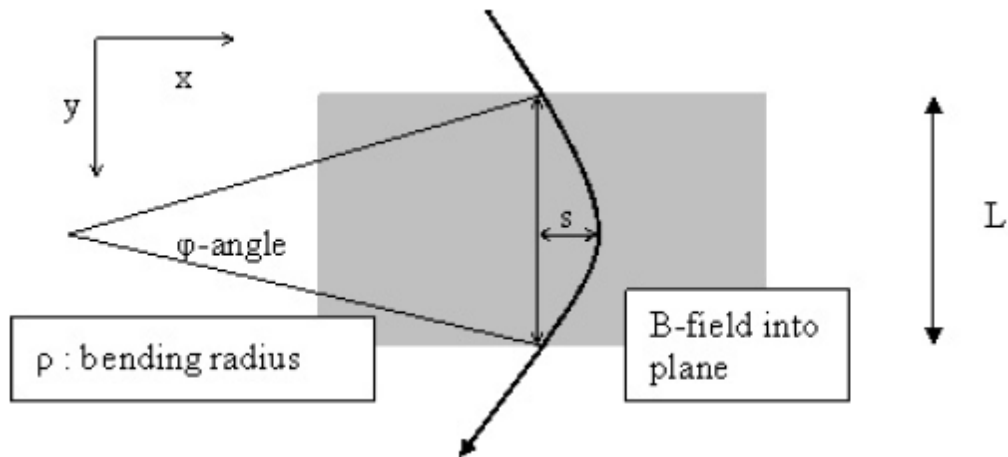
πρόκειται για την εγκάρσια ορμή του θα τη συμβολίζουμε  $p_T$

Το γινόμενο  $B\rho$  εκφράζει τη μαγνητική ακαμψία. Πρόκειται για ένα μέτρο της ορμής του σωματιδίου και αναφέρεται στο γεγονός ότι σωματίδιο υψηλής ορμής θα παρουσιάσει μεγαλύτερη αντίσταση στην απόκλιση της τροχιάς του λόγω μαγνητικού πεδίου. Εκφράζοντας την ορμή σε  $GeV/c$  και το μαγνητικό πεδίο σε  $T$  προκύπτει ότι  $B\rho = 3,3356\rho(Tm)$

$$B\rho = 3,3356\rho(Tm)pL$$

Τελικά η εγκάρσια ορμή του μπορεί να υπολογιστεί συναρτήσει της έντασης του μαγνητικού πεδίου και της ακτίνας καμπυλότητας ως:

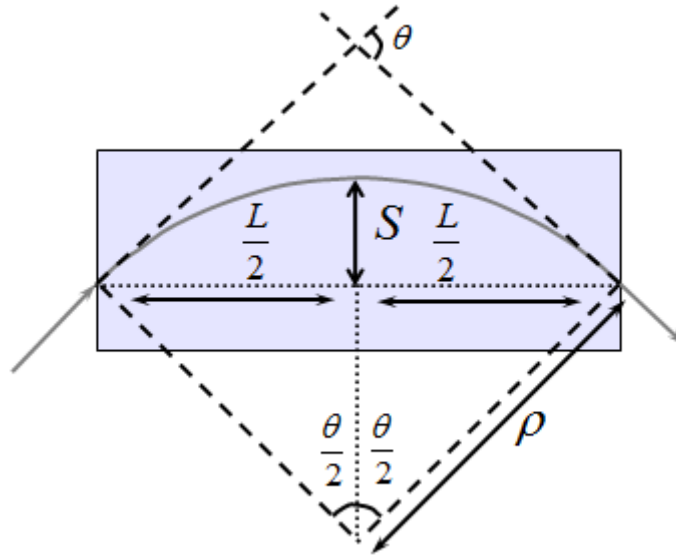
$$p_T (GeV/c) = 0.3B\rho(Tm).$$



Εικόνα 1: Καμπύλωση της τροχιάς του σωματιδίου σε μαγνητικό πεδίο B

Επειδή  $\rho \gg L$  μπορούμε να εξάγουμε τις ακόλουθες σχέσεις ανάμεσα στο  $S$  και την  $p_T$ :

$$\frac{L}{2\rho} = \sin \frac{\theta}{2} \approx \frac{\theta}{2} \quad s = \rho \left( 1 - \cos \frac{\theta}{2} \right) \approx \rho \frac{\theta^2}{8} \approx \frac{0.3 L^2 B}{p_T}$$



Υπολογίζοντας το  $s = x_2 - (x_1 + x_2)/2$ , όπου το  $x$  μετριέται στην αφετηρία, το μέσο και την έξοδο από το μαγνητικό πεδίο, μπορούμε συνεπώς να υπολογίσουμε την  $p_T$  του σωματιδίου.

Επομένως η ακρίβεια μέτρησης είναι:

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \frac{\sigma(s)}{s} \frac{\sqrt{\frac{3}{2}} \sigma(x)}{s} = \frac{\sqrt{\frac{3}{2}} \sigma(x) 8 p_T}{0.3 L^2 B}$$

Η αβεβαιότητα μέτρησης αυξάνεται γραμμικά με την  $p_T$ . Αν χρησιμοποιήσουμε  $N$  μετρήσεις, η σχέση προκύπτει:

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \frac{\sigma(x) p_T}{0.3 L^2 B} \sqrt{720/(N+4)}, N \geq 10$$

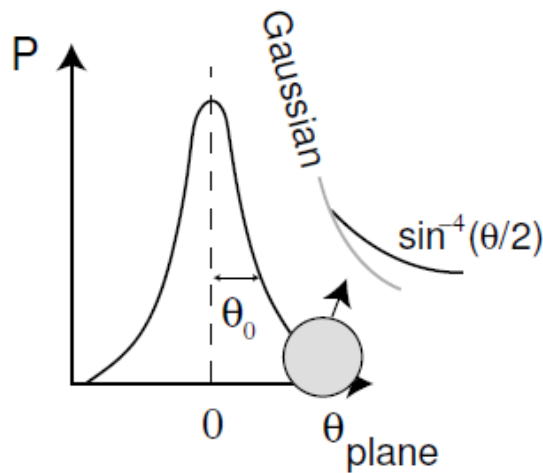
ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΕΣ ΠΟΛΛΑΠΛΩΝ ΣΚΕΔΑΣΕΩΝ:

Οι διαδικασίες πολλαπλών σκεδάσεων επηρεάζουν τις μετρήσεις που λαμβάνουμε. Η διαφορική ενεργός διατομή της σκέδασης ανάμεσα σε ένα εισερχόμενο σωματίδιο φορτίου  $Z$  και ενός στόχου πυρηνικού φορτίου  $Z$  δίνεται από τη σχέση Rutherford:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 4zZr_e^2 \left( \frac{m_e c}{\beta p} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta/2}$$

Για παχιά υλικά το σωματίδιο θα υποστεί πολλαπλές σκεδάσεις. Συνήθως πρόκειται για γκαουσιανή προσέγγιση, καθώς η κατανομή της γωνίας σκέδασης χρησιμοποιείται με ένα πλάτος που εκφράζεται συναρτήσει του μήκος ακτινοβολίας, εικόνα 2 :

$$\vartheta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{x/X_0} [1 + 0.038 \ln(x/X_0)]$$



Εικόνα 2: Γκαουσιανή προσέγγιση της κατανομής πολλαπλών σκεδάσεων, υποδεικνύει ότι συνάρτηση Rutherford αυξάνει τις ουρές

Η πολλαπλή σκέδαση για μήκος  $L$  θα επηρεάσει την ορμή ακολούθως:

$$\Delta p^{MS} = p \sin \vartheta_0 \approx 0.0136 \sqrt{\frac{L}{X_0}}$$

Αυτή η διόρθωση θα είναι συγκρίσιμη με τη μεταβολή στην ορμή για την ίδια απόσταση  $L$ , εξαιτίας την επίδρασης του μαγνητικού πεδίου.

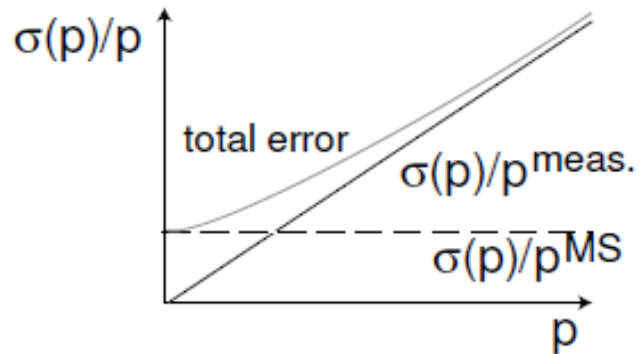


$$\left. \frac{\sigma(p_T)}{p_T} \right|^{MS} = \frac{\Delta p^{MS}}{0.3LB} = \frac{0.0136 \sqrt{\frac{L}{X_0}}}{0.3LB} = 0.045 \frac{1}{B\sqrt{LX_0}}$$

ανεξάρτητο του  $p$

Η επαγόμενη συνολική ακρίβεια μέτρησης της ορμής θα είναι η πρόσθεση των τετραγώνων των δύο συνιστωσών, εικόνα 3:

Εικόνα 3: Συνολική διακριτική ικανότητα ορμής: Η αβεβαιότητα στη μέτρηση εισάγει ένα γραμμικό όρο, ενώ η πολλαπλή σκέδαση ένα σταθερό όρο



## 2. CERN, ANIXNEYTHS ATLAS, MIONIKO SYSTHMA

### 2.1. CERN

Το CERN (πλήρης τίτλος: Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire «Ευρωπαϊκός Οργανισμός Πυρηνικών Ερευνών»), είναι το μεγαλύτερο πειραματικό κέντρο πυρηνικών ερευνών και ειδικότερα επί της σωματιδιακής φυσικής στον κόσμο. Βρίσκεται δυτικά της Γενεύης, στα σύνορα Ελβετίας και Γαλλίας. Ιδρύθηκε το 1954 από δώδεκα ευρωπαϊκές χώρες και σήμερα αριθμεί 20 κράτη-μέλη, μεταξύ των οποίων βρίσκεται και η Ελλάδα, η οποία είναι και ιδρυτικό μέλος.

Οι επιστήμονες μελετούν τις δομικές μονάδες της ύλης και τις δυνάμεις που τις κρατάνε ενωμένες. Το CERN παρέχει λοιπόν στους επιστήμονες όλα τα απαραίτητα εργαλεία για τα πειράματα τους. Η κύρια λειτουργία του αφορά την παροχή επιταχυντών σωματιδίων και ανιχνευτών. Στο CERN αυτή την περίοδο βρίσκεται υπό λειτουργία ο LHC (Large Hadron Collider), ο οποίος αναπτύσσεται σε υπόγεια κυκλική σήραγγα 27 χιλιομέτρων και επιταχύνει πρωτόνια, και οι 6 ανιχνευτές ATLAS, CMS, LHCb, ALICE, TOTEM, LHCf.

Το CERN απασχολεί σήμερα περίπου 3.000 μόνιμους εργαζόμενους, ενώ περίπου 6.500 επιστήμονες και μηχανικοί (που αντιπροσωπεύουν 500 πανεπιστήμια και 80 διαφορετικές εθνικότητες), σχεδόν το μισό της κοινότητας της σωματιδιακής φυσικής στον κόσμο, δουλεύουν σε πειράματα που οργανώνονται από το CERN

Ο ATLAS είναι ο ανιχνευτής που το ΑΠΘ έχει συμμετέχει στην κατασκευή του 10% του μιονικού φασματόμετρου. «A Toroidal LHC ApparatuS» είναι ένας από τους 6 ανιχνευτές που έχουν κατασκευαστεί για τον LHC. Έχει 44 μέτρα μήκος, 25 διάμετρο και ζυγίζει 7000 τόνους. Συμμετέχουν περίπου 2000 επιστήμονες και μηχανικοί από 165 ιδρύματα σε 35 χώρες. Είναι ένας general purpose ανιχνευτής με στόχο την κατανόηση των δυνάμεων που διέπουν το σύμπαν, την κατανόηση της προέλευσης της μάζας, έξτρα διαστάσεις του χώρου, ενοποίηση των 4 θεμελιωδών δυνάμεων και στοιχεία για την σκοτεινή ύλη στο σύμπαν.

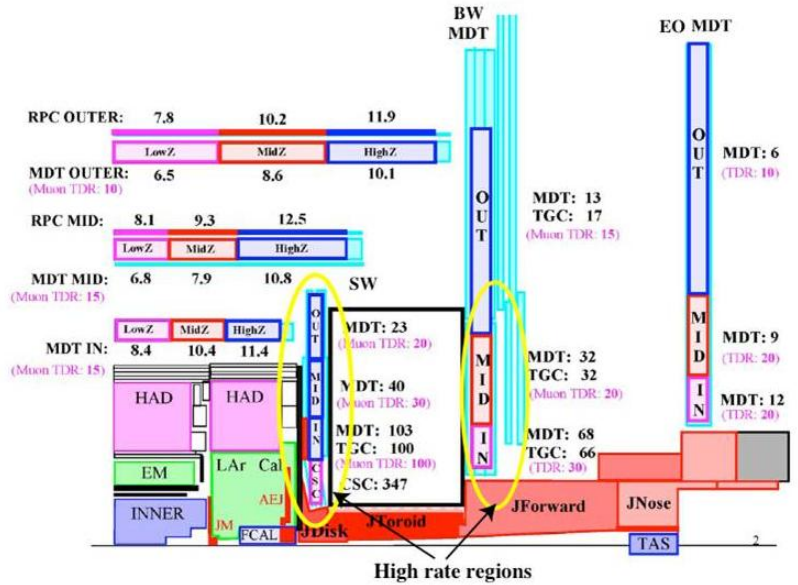
Μετά το πρώτο στάδιο της λειτουργίας του ο LHC έχει προγραμματιστεί να κλείσει το 2014 για την έναρξη εργασιών για τον SLHC όπου αναμένεται luminosity της τάξης των  $10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . (1) Αντίστοιχα θα ξεκινήσουν οι διαδικασίες για την αναβάθμιση των ανιχνευτών του.

Είναι πολύ πιθανό πως οι παρόντες trigger και tracking θάλαμοι του μιονικού φασματόμετρου στο EI layer και στην EM forward περιοχή, για rapidity  $\approx 2$ , δεν θα μπορούν να δουλέψουν ομαλά. Αφορά αυτό τους CSC, τους MDT και TGC των Small Wheels και τα inner rings των MDT και TGS στα Big Wheels, εικόνα 4. Οι αναφερθέντες θάλαμοι είναι υποψήφιοι για αντικατάσταση ή υποβοήθηση.

Η προαναφερθείσα περιοχή των μιονικών θαλάμων στα Small-Wheels και στο inner ring των MDT και TGC στα Big Wheels καλύπτει  $400\text{m}^2$ . Επειδή στο παρόν μιονικό σύστημα κάθε σταθμός μέτρησης αποτελείται από πολλά ανιχνευτικά στρώματα, η συνολική περιοχή που πρέπει να καλυφθεί είναι  $2500\text{m}^2$ .

Για αυτό τον σκοπό έχει προταθεί η ανάπτυξη θαλάμων βασισμένων στην bulk-Micromegas τεχνική η οποία μπορεί να συνδυάσει ακριβή μέτρηση θέσης και trigger functionality στον ίδιο ανιχνευτή. Οι θάλαμοι πρέπει να έχουν μέγεθος περίπου 1m x 2m, παρόμοιοι με τους ήδη υπάρχοντες. Επίσης πρέπει να πληρούν τα παρακάτω χαρακτηριστικά:

- High-rate capability
- Χωρική ανάλυση: ~100  $\mu\text{m}$  μέχρι γωνίες πρόσκρουσης 45 μοιρών
- Transverse coordinate resolution ~1 cm;
- Χρονική ανάλυση: ~5 ns;
- Level-1 triggering capability;
- Radiation hardness and good aging properties.



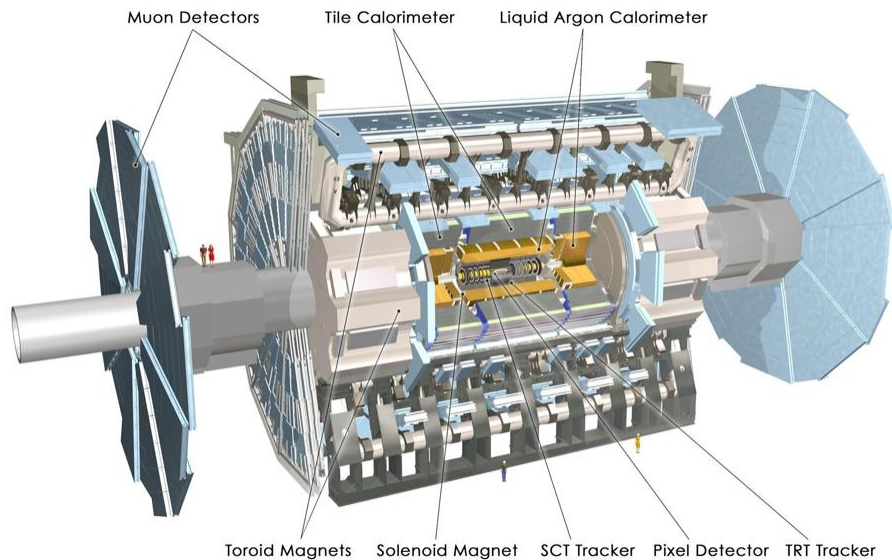
Εικόνα 4

Οι bulk-Micromegas διαθέτουν τα εξής χαρακτηριστικά τα οποία πληρούν τις απαιτήσεις.

- Χωρική ανάλυση ~ 100  $\mu\text{m}$  ( $\Theta$  track < 45°)
  - Good double track resolution
  - Χρονική ανάλυση ~ 5 ns
    - Efficiency > 98%
  - Rate capability > 5 kHz/cm<sup>2</sup>.
  - Self triggering possibility
    - Χαμηλό κόστος.

## 2.2. ANIXNEYTHΣ ATLAS

Ο ανιχνευτής ATLAS (αρκτικόλεκτο του A Toroidal LHC ApparatuS, δηλαδή μια δακτυλοειδής συσκευή του LHC) ανιχνεύει τα προϊόντα της σύγκρουσης των πρωτονίων. Στο κέντρο του ATLAS, συγκρούονται δύο δεσμίδες πρωτονίων (με 100 δισεκατομμύρια πρωτόνια η κάθε μια), οι οποίες έχουν ήδη επιταχυνθεί με αντίθετες κατευθύνσεις μέσα στον επιταχυντή LHC. Κατά τη σύγκρουση τα πρωτόνια μιας δεσμίδας μπορεί να αλληλεπιδράσουν ασθενώς με αυτά της άλλης δεσμίδας (οπότε απλά αλλάζουν πορεία), αλλά μπορεί επίσης να αλληλεπιδράσουν ισχυρά, να "σπάσουν" (δηλαδή να μην αναγνωρίζονται πλέον ως πρωτόνια). Στη δεύτερη περίπτωση δημιουργούνται νέα σωματίδια. Από την πληροφορία των νέων σωματιδίων, οι φυσικοί μπορούν να περιγράψουν τα φυσικά φαινόμενα που συνέβησαν κατά τη σύγκρουση.

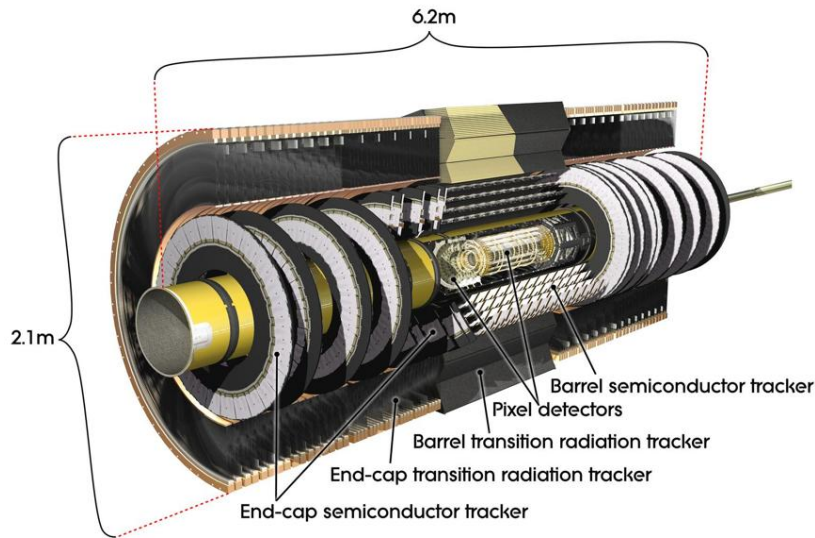


Εικόνα 5: Ο ανιχνευτής ATLAS

Ο ανιχνευτής ATLAS έχει πολλαπλούς στόχους. Χρησιμοποιείται στο Μεγάλο Αδρονικό Επιταχυντή (LHC) με σκοπό να δώσει νέες επεξηγήσεις που αφορούν στη δημιουργία και τη δομή του σύμπαντος. Με τη βοήθεια του ATLAS οι φυσικοί προσδοκούν να ανιχνεύσουν νέα σωματίδια που παράγονται κατά τις συγκρούσεις των πρωτονίων και να καθορίσουν τις ιδιότητές τους: την ορμή, την ενέργεια, το φορτίο κ.λπ. Γι' αυτό το σκοπό, ο ανιχνευτής που φτιάχτηκε έχει τεράστιες διαστάσεις: ένας κύλινδρος με 44 μέτρα μήκος και 25 μέτρα διάμετρο βάσης. Αποτελείται από διαφορετικά ανιχνευτικά τμήματα, το καθένα με συγκεκριμένο σκοπό. Διευθετούνται σε μια δομή που μοιάζει με φλοίδες κρεμμυδιού που τυλίγονται γύρω από τον σωλήνα που κυκλοφορούν οι δέσμες, εικόνα 5.

## ΑΝΙΧΝΕΥΤΕΣ ΤΡΟΧΙΑΣ:

Οι ανιχνευτές τροχιάς ανιχνεύουν σωματίδια που έχουν ηλεκτρικό φορτίο, υπολογίζοντας τη θέση του σωματιδίου σε διαφορετικές χρονικές στιγμές. Το μαγνητικό πεδίο που επικρατεί στο χώρο των ανιχνευτών υποχρεώνει σε καμπύλωση τις τροχιές των φορτισμένων σωματιδίων. Από

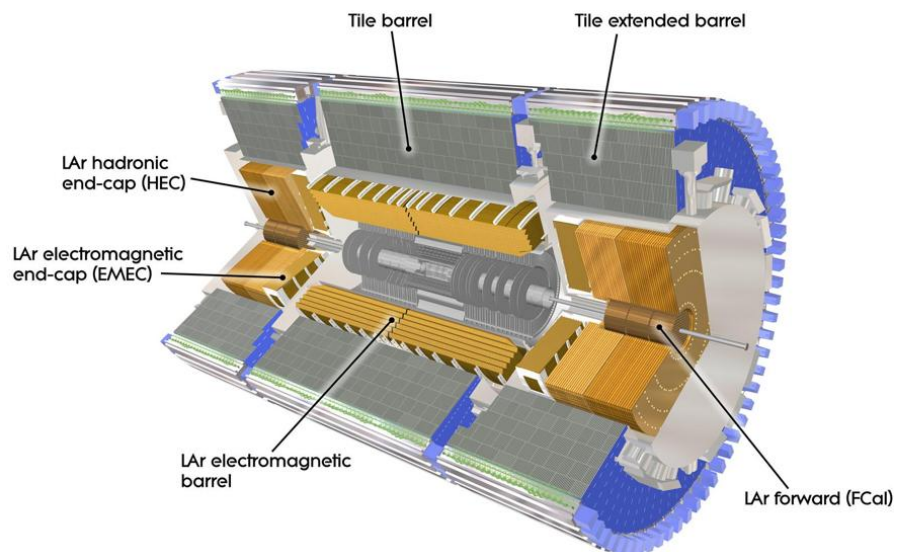


αυτή την καμπύλωση μπορεί να καθοριστεί η ορμή και το φορτίο του σωματιδίου. Η αλληλεπίδραση των σωματιδίων με τα υλικά του ανιχνευτή είναι πολύ μικρή. Επομένως, πολύ μικρό ποσοστό της ενέργειας του σωματιδίου εναποτίθεται στους ανιχνευτές τροχιάς

## ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΟ ΚΑΙ ΑΔΡΟΝΙΚΟ ΘΕΡΜΙΔΟΜΕΤΡΟ:

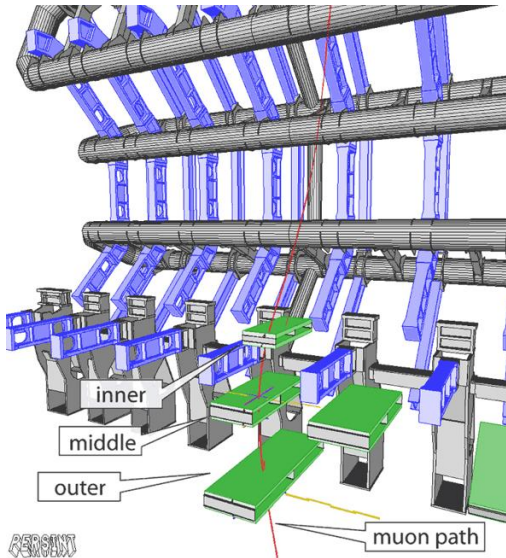
Στο ηλεκτρομαγνητικό θερμιδόμετρο (LAr electromagnetic barrel), ανιχνεύονται σωματίδια και αντισωματίδια που αλληλεπιδρούν ηλεκτρομαγνητικά. Αυτά είναι κυρίως ηλεκτρόνια, ποζιτρόνια και φωτόνια. Η συνολική ενέργεια του σωματιδίου απορροφάται από τον ανιχνευτή και μετατρέπεται σε ηλεκτρομαγνητικό σήμα. Η ισχύς αυτού του σήματος χρησιμοποιείται για τη μέτρηση της ενέργειας του σωματιδίου.

Στο αδρονικό θερμιδόμετρο (Tile barrel), ανιχνεύονται σωματίδια που αλληλεπιδρούν μέσω της ισχυρής αλληλεπίδρασης. Τα σωματίδια αυτά ονομάζονται αδρόνια και συγκροτούνται από κουάρκ. Ο τρόπος ανίχνευσης είναι παρόμοιος με αυτόν του ηλεκτρομαγνητικού θερμιδόμετρου. Τα υλικά, όμως, που χρησιμοποιούνται για το αδρονικό θερμιδόμετρο είναι μεγαλύτερης πυκνότητας, για την επίτευξη της επιθυμητής απορρόφησης.

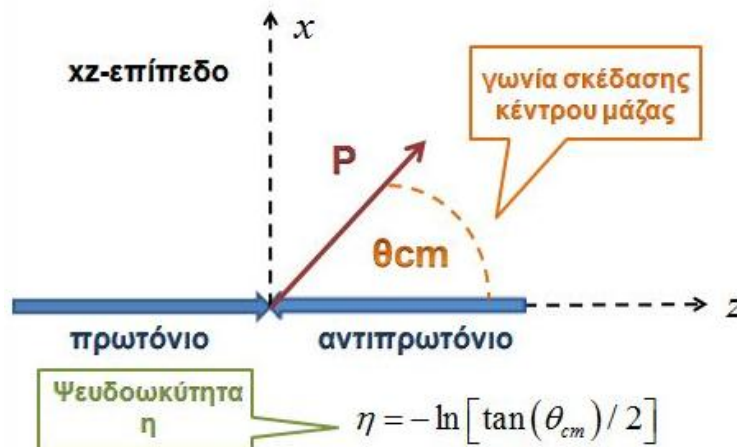


## ΜΙΟΝΙΚΟ ΣΥΣΤΗΜΑ:

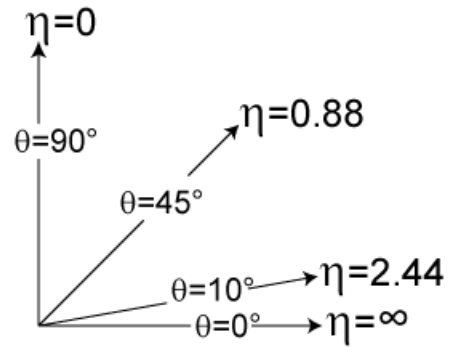
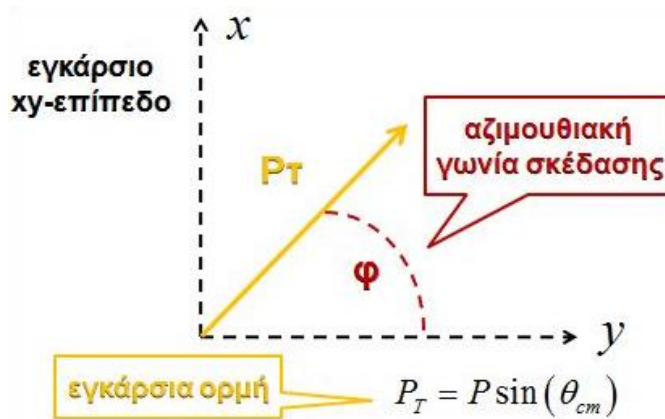
Τα μίονια εναποθέτουν μικρό τμήμα της ενέργειάς τους στα θερμιδόμετρα και είναι τα μόνα σωματίδια που διαπερνούν όλες τις στρώσεις του ανιχνευτή ATLAS. Γι' αυτό το λόγο, οι θάλαμοι μιονίων, που ανιχνεύουν τα μίονια, είναι τοποθετημένοι στο πλέον εξωτερικό τμήμα του ATLAS. Στην περιοχή των θαλάμων αυτών υπάρχει ένα επιπλέον μαγνητικό πεδίο για τον πιο ακριβή προσδιορισμό (από ό,τι στους ανιχνευτές τροχιάς) της ορμής των μιονίων. Το μαγνητικό πεδίο δημιουργείται από τεράστια δακτυλιοειδή πηνία (toroidal, εξ ου και το γράμμα T στο ακρωνύμιο ATLAS). Οι θάλαμοι μιονίων αποτελούνται από χιλιάδες μακρές σωλήνες που περιέχουν αέριο. Στη μέση, κατά μήκος κάθε σωλήνα, βρίσκεται ένα σύρμα. Τα προσπίπτοντα μίονια ionίζουν το αέριο των θαλάμων και παράγουν ελεύθερα φορτία που κατευθύνονται είτε προς το σύρμα ή προς το εξωτερικό τοίχωμα του θαλάμου (όπου και τελικά προσπίπτουν), λόγω της υψηλής διαφοράς ηλεκτρικού δυναμικού που επικρατεί ανάμεσα στο σύρμα και το εξωτερικό τοίχωμα. Αυτή η διεργασία δημιουργεί ένα αναγνώσιμο ηλεκτρικό σήμα.



Το σημείο αλληλεπίδρασης ορίζεται ως η αρχή του συστήματος συντεταγμένων, ενώ η κατεύθυνση της δέσμης ορίζει τον z- άξονα και το x-y επίπεδο είναι εγκάρσιο στην κατεύθυνση της δέσμης. Ο θετικός x-άξονας ορίζεται από το σημείο αλληλεπίδρασης προς το κέντρο του δακτυλίου και ο θετικός y-άξονας προς τα πάνω. Η αζιμουθιακή γωνία φ μετριέται γύρω από τον άξονα της δέσμης, ενώ η πολική γωνία θ είναι η γωνία από τον άξονα της δέσμης. Η ψευδοωκότητα ορίζεται ως  $\eta = -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right]$ , ενώ στην περίπτωση αντικειμένων με μεγάλη μάζα, λόγω χάριν jets, χρησιμοποιείται η σχέση  $y = 1/2 \ln \left[ (E + p_z) / (E - p_z) \right]$ .



Για διάφορες πολικές γωνίες μέσα στον ανιχνευτή η ψευδοωκύτητα παίρνει τη μορφή:

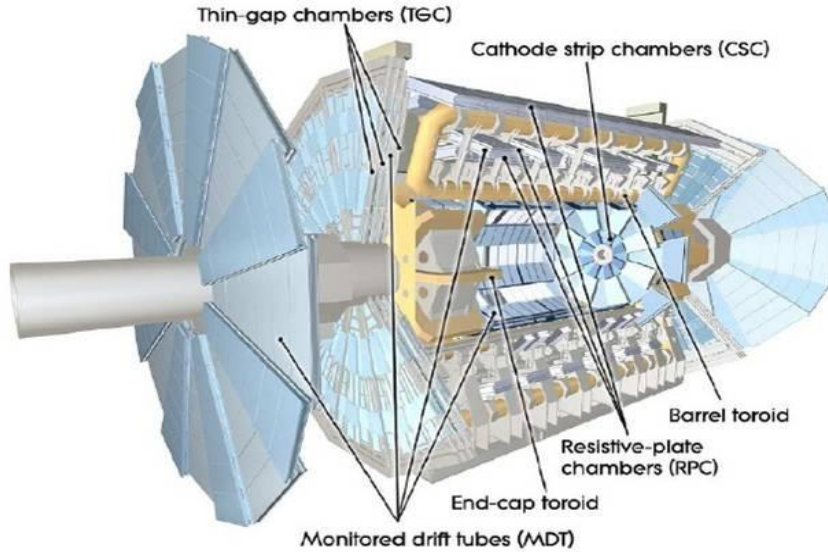


Η εγκάρσια ορμή  $p_T$ , η εγκάρσια ενέργεια  $E_T$  και η αγνοούμενη εγκάρσια ενέργεια  $E_T^{miss}$  ορίζονται στο x-y επίπεδο.

Το μιονικό σύστημα αποτελεί το εξωτερικό τμήμα του ATLAS και έχει κατασκευαστεί προκειμένου να ανιχνεύει φορτισμένα σωματίδια που εξέρχονται από τα καλορίμετρα και να μετρήσει την ορμή σε εύρος ψευδοωκύτητας  $|\eta| < 2.7$ . Επιπλέον χρησιμοποιείται στο σκανδαλισμό αυτών των σωματιδίων στην περιοχή  $|\eta| < 2.4$ . Η διακριτική ικανότητα μέτρησης της εγκάρσιας ορμής είναι περίπου 10% για γεγονός 1TeV, κάτι που συνεπάγεται ότι ένα απόστημα κατά μήκος του z άξονα ,μήκους 500μm, μπορεί να μετρηθεί με ακρίβεια  $\leq 50\mu m$ .

Ανάμεσα και πάνω στις οχτώ έλικες του υπεραγωγίου βαρελοειδούς ,τοροειδούς μαγνήτη βρίσκονται θάλαμοι ακριβείας μετρήσεως ίχνους, ενώ οι end-cap θάλαμοι βρίσκονται μπροστά και πίσω από τους δύο end-caps τοροειδούς μαγνήτες. Η συμμετρία ως προς τη γωνία  $\phi$  των τοροειδών ανακλάται στη συμμετρική κατασκευή του μιονικού συστήματος, ο οποίος αποτελείται από οκτώ τμήματα τόξου  $45^\circ$ . Καθένα από αυτά υποδιαιρείται στην αζιμουθιακή διεύθυνση σε δύο τμήματα με ελάχιστα διαφορετικές πλευρικές προεκτάσεις, ένα μικρό και ένα μεγάλο τομέα, οδηγώντας κατ'αυτόν τον τρόπο σε κάλυψη της γωνίας  $\phi$ . Το γεγονός αυτό συμβάλλει στη μείωση των κενών ανάμεσα στα όρια των θαλάμων και επιπλέον επιτρέπει να ευθυγραμμίζονται προσκείμενοι τομείς με τη χρήση ιχνών που καταγράφονται τόσο από μικρό, όσο και από μεγάλο θάλαμο.

Οι θάλαμοι στο βαρελοειδές τμήμα είναι τοποθετημένοι σε τρεις ομόκεντρους κυλινδρικούς φλοιούς γύρω από τον άξονα της δέσμης σε ακτίνα περίπου 5m, 7.5 μm και 10μm. Στις περιοχές των end-caps οι μιονικοί θάλαμοι σχηματίζουν μεγάλους τροχούς κάθετα στον z-άξονα και σε αποστάσεις  $|z| \approx 7.4m, 10.8m, 14m$  και 21.5m από το σημείο σύγκρουσης. Μια συνολική εικόνα του μιονικού συστήματος φαίνεται στην εικόνα 6.



Εικόνα 6: Γενική εικόνα του μιονικού συστήματος

Στο κέντρο του ανιχνευτή  $|\eta| = 0$  υπάρχει ένα κενό για λόγους συντήρησης των εσωτερικών ανιχνευτών και των καλοριμέτρων, το οποίο ποικίλει με τις ανάγκες συντήρησης και μπορεί να φτάσει τα 2m στους μεγάλους τομείς. Επιπλέον η γωνία στην οποία δεν μπορεί να ανιχνευθεί ένα ίχνος και από τα τρία στρώματα του μιονικού συστήματος είναι  $\pm 4.8^\circ$  ( $|\eta| \leq 0.08$ ) για το μεγάλο και  $\pm 2.3^\circ$  ( $|\eta| \leq 0.04$ ) για το μικρό.

Η μέτρηση της ορμής πραγματοποιείται με ακρίβεια από τους Monitored Drift Tube θαλάμους (MDT's), οι οποίοι συνδυάζουν μεγάλη ακρίβεια μέτρησης, προβλεψιμότητα μηχανικών παραμορφώσεων και απλότητα στην κατασκευή, και καλύπτουν εύρος  $|\eta| < 2.7$ . Αποτελούνται από σωλήνες ολίσθησης με μέση χωρική διακριτική ικανότητα 80 $\mu\text{m}$  /σωλήνα και 35 $\mu\text{m}$ /θάλαμο.

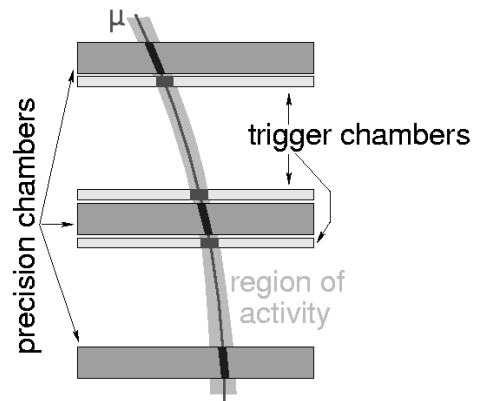
Στη εμπρόσθια περιοχή  $2 < |\eta| < 2.7$  χρησιμοποιούνται οι CSC's λόγω της ικανότητας μέτρησης υψηλού ρυθμού και της χρονικής διακριτικής τους ικανότητας. Πρόκειται για multiwire proportional θαλάμους που έχουν τη δυνατότητα να μετρήσουν την κατανομή του φορτίου και στις 2 διαστάσεις. Η χωρική διακριτική ικανότητά τους είναι 40 $\mu\text{m}$  στο καμπτόμενο επίπεδο και 5mm στο εγκάρσιο, γεγονός που οφείλεται στο διαφορετικό readout pitch. Προκειμένου να επιτευχθεί η διακριτική ικανότητα του αποστήματος που προαναφέρθηκε, θα πρέπει να γνωρίζουμε με ακρίβεια καλύτερη των 30 $\mu\text{m}$  τη θέση των καλωδίων των MDT's και των strips των CSC's.

Απαραίτητο κριτήριο για το μιονικό σύστημα είναι η δυνατότητά του να σκανδαλίζει μιονικά ίχνη. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιούνται θαλάμοι που μπορούν να μεταφέρουν πληροφορίες και την ανίχνευση ενός ίχνους σε μερικά δέκατα του δευτερολέπτου. Αυτοί είναι οι Resistive Plate Chambers (RPC) στην περιοχή απόλυτο  $|\eta| < 1.05$  και οι Thin Gap Chambers (TGC) στην περιοχή  $1.05 < |\eta| < 2.4$  στη βαρελοειδή περιοχή και στα end-caps αντίστοιχα.



Επιπλέον καλούνται να μετρήσουν τόσο τη συντεταγμένη στο καμπτώμενο, όσο και στο φ-επίπεδο.

Σκοπός των ανιχνευτών αυτών είναι ο καθορισμός της συντεταγμένης του ίχνους στο καμπτώμενο επίπεδο. Μετά την αντιστοίχιση του σήματος στον MDT και το θάλαμο σκανδαλισμού στο καμπτώμενο επίπεδο, η συντεταγμένη του θαλάμου σκανδαλισμού στο μη-καμπτώμενο επίπεδο λαμβάνεται ως δεύτερη συντεταγμένη της μέτρησης του MDT. Αυτή η μέθοδος θεωρεί ότι σε οποιοδήποτε ζεύγος MDT- θάλαμο σκανδαλισμού θα υπάρχει το πολύ ένα ίχνος ανά γεγονός, αφού με δύο ή περισσότερα ίχνη οι συντεταγμένες η και φ δεν μπορούν να συνδυαστούν με κανένα ξεκάθαρο τρόπο. Σύμφωνα με προσομοιώσεις, η πιθανότητα ενός ίχνους στο μιονικό σύστημα με  $p_T > 6\text{GeV}$  είναι περίπου  $6 \cdot 10^{-3}$  ανά beam-crossing, που αντιστοιχεί σε  $1.5 \cdot 10^{-5}$  ανά θάλαμο. Θεωρώντας ασυσχέτιστα ίχνη, είναι αμελητέα η πιθανότητα να βρούμε περισσότερα από ένα ίχνη σε κάποιο ζεύγος MDT- θάλαμο σκανδαλισμού. Όταν καταγράφονται συσχετιζόμενα μιονικά ίχνη, το σφάλμα μέτρησης σε η και φ εκμηδενίζεται συγκρίνοντας υποψήφια μιονικά ίχνη με ίχνη από των εσωτερικό ανιχνευτή.



## 2.3. ΤΑΥΤΟΠΟΙΗΣΗ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ ΜΕΣΑ ΣΤΟΝ ΑΝΙΧΝΕΥΤΗ

### 2.3.1. ΒΑΡΙΑ ΦΟΡΤΙΣΜΕΝΑ ΣΩΜΑΤΙΔΙΑ

Μεταφέρουν ενέργεια κυρίως στα ηλεκτρόνια των ατόμων προκαλώντας ιονισμό και διέγερση. Χρησιμοποιούμε κυρίως την  $dE/dx$  για να περιγράψουμε την ενέργεια που εναποθέτουν. Η λογική που χρησιμοποιείται είναι η εξής:

1. Θεωρούμε την ενέργεια που μεταφέρεται από ένα βαρύ φορτισμένο σωματίδιο σε ένα ηλεκτρόνιο που περνάει από απόσταση  $b$
  2. Πολλαπλασιάζουμε με τον αριθμό των ηλεκτρονίων που πέρασαν
  3. Ολοκληρώνουμε σε όλες τις λογικές αποστάσεις  $b$
- Το impulse που μεταφέρεται στο ηλεκτρόνιο θα είναι:

$$I = \int F dt = e \int E_{\perp} \frac{dx}{v} = \frac{2ze^2}{bv}$$

Εφαρμόζοντας το νόμο το Gauss για έναν άπειρο κύλινδρο κατά μήκος του ίχνους του σωματιδίου και η ενέργεια που μεταφέρεται προκύπτει:

$$\Delta E(b) = \frac{I^2}{2m_e}$$

Η ενέργεια που μεταφέρεται σε όγκο  $dV$ , όπου η πυκνότητα ηλεκτρονίων είναι  $N_e$  υπολογίζεται:

$$-dE(b) = \Delta E(b) N_e dV_e, dV = 2\pi b db dx$$

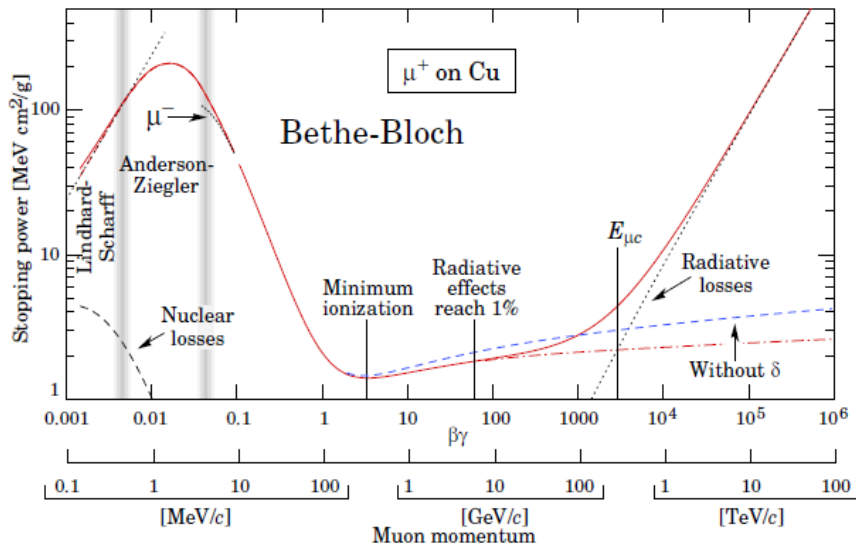
Επομένως η ενέργεια που χάνεται ανά μονάδα μήκους είναι:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N_e \ln \frac{\gamma^2 m_e v^3}{ze^2 v}$$

η οποία μπορεί να συγκριθεί με τη συνάρτηση Bethe-Bloch:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = -4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I^2} T_{\max} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

Η συνάρτηση Bethe-Bloch παραμετρίζει στη μεταφορά ορμής χρησιμοποιώντας το δυναμικό ιονισμού  $I$  και τη μέγιστη ενέργεια που μεταφέρεται σε μια μεμονωμένη σύγκρουση  $T_{\max}$ .



Η διόρθωση  $\delta$  περιγράφει το φαινόμενο κατά το οποίο το ηλεκτρικό πεδίο των σωματιδίων τείνει να πολώνει τα άτομα και επομένως να προστατεύει τα απομακρυσμένα ηλεκτρόνια. Η καμπύλη έχει ένα ελάχιστο για  $\beta = 0.96$  ( $\gamma\beta = 3.5$ ) και αυξάνεται ελάχιστα για μεγαλύτερες ενέργειες. Για πρακτικούς λόγους μπορούμε να θεωρήσουμε ότι η καμπύλη εξαρτάται μόνο από το  $\beta$ , για δεδομένο υλικό. Κάτω από το σημείο ελάχιστου ιονισμού, η καμπύλη ακολουθεί  $\beta^{-5/3}$ . Επειδή τα σωματίδια με διαφορετικές μάζες έχουν διαφορετική ορμή για το ίδιο  $\beta$ , οι  $dE/dx$  καμπύλες για πρωτόνια, καόνια, κλπ αλλάζουν κατά τον άξονα των  $x$  όταν το  $dE/dx$  απεικονίζεται συναρτήσει της ορμής. Αυτό το γεγονός μπορεί να αξιοποιηθεί για την ταυτοποίηση σωματιδίων με σχετικά μικρή ενέργεια σε θαλάμους τροχιών.

### 2.3.2. ΕΛΑΦΡΙΑ ΦΟΡΤΙΣΜΕΝΑ ΣΩΜΑΤΙΔΙΑ (ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΑ – ΠΟΖΙΤΡΟΝΙΑ)

Όσον αφορά ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια η Bethe-Bloch πρέπει να τροποποιηθεί προκειμένου να ληφθεί υπόψη το γεγονός ότι το εισερχόμενο ηλεκτρόνιο έχει την ίδια μάζα με τα ηλεκτρόνια των ατόμων. Επιπροσθέτως μεταφέρεται ένα αξιοσημείωτο ποσό ενέργειας από τα ηλεκτρόνια πεδήσεως. Η ενεργός διατομή γι αυτήν τη διαδικασία είναι ανάλογη του  $1/m^2$  και επομένως είναι αξιοσημείωτη για ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια. Η διαφορική ενεργός διατομή για ακτινοβολία πεδήσεως στο ηλεκτρικό πεδίο για έναν πυρήνα με ατομικό αριθμό  $Z$  δίνεται από:

$$d\sigma \propto Z^2 \frac{d\nu}{\nu}, \text{ όπου } \nu \text{ η συχνότητα του φωτονίου}$$

Η απώλεια λόγω ακτινοβολίας πεδήσεως είναι επομένως:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = N \int_0^{\nu_0=E_0/h} h\nu \frac{d\sigma}{d\nu} d\nu = NE_0 \Phi(Z^2)$$

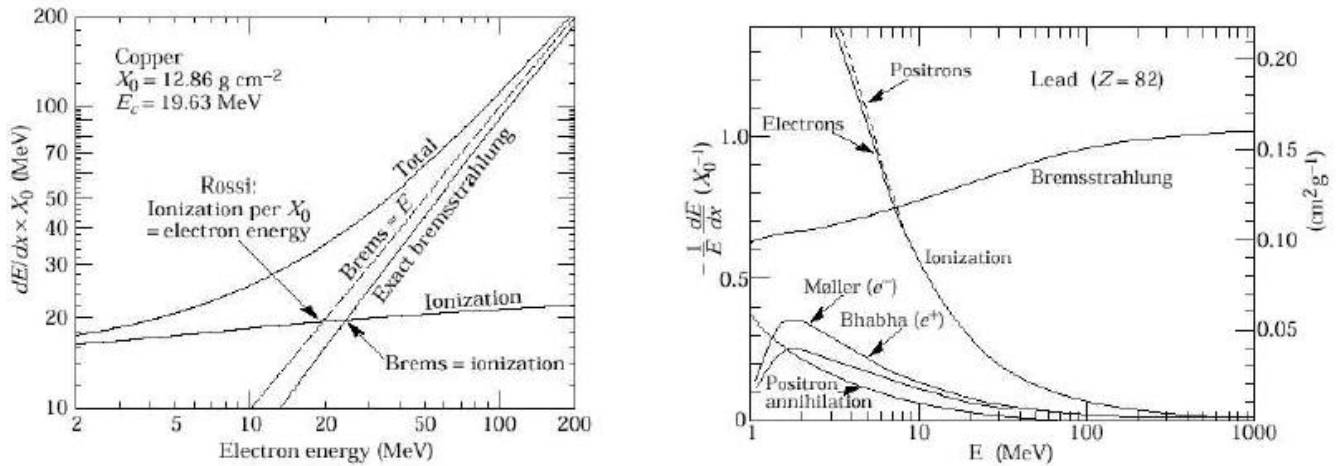
όπου παρατηρούμε τη γραμμική εξάρτηση από την ενέργεια. Η συνάρτηση  $\Phi$  εξαρτάται κυρίως από το υλικό και  $N$  είναι η ατομική πυκνότητά του. Λαμβάνοντας υπόψη μας την ακτινοβολία πεδήσεως των ατομικών ηλεκτρονίων, η εξίσωση γράφεται:

$$-\left(\frac{dE}{E}\right) = N\Phi dx \text{ και δίνει } E = E_0 \exp\left(\frac{-x}{1/N\Phi}\right)$$

Το  $1/N\Phi$  αντιστοιχεί στο μήκος ακτινοβολίας  $X_0$ , δηλαδή στο πάχος του υλικού στο οποίο η ενέργεια ενός ηλεκτρονίου θα μειωθεί κατά  $1/e$  λόγω ακτινοβολίας πεδήσεως. Το μήκος ακτινοβολίας μπορεί να εκφραστεί συναρτήσει ιδιοτήτων δεδομένου στοιχείου:

$$X_0 = \frac{7.16 \text{ gcm}^{-2} A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})}$$

Πολλαπλασιάζοντας με την πυκνότητα μπορούμε να υπολογίσουμε το μήκος ακτινοβολίας για διάφορα υλικά, λόγου χάριν: αέρας  $\cong 300m$ , πλαστικοί σπινθηριστές  $\cong 40cm$ ,  $Si \cong 9cm$ ,  $Pb \cong 0.56cm$ ,  $Fe \cong 1.76cm$



Εικόνα 7: Απόλεια ενέργειας ηλεκτρονίων σε χαλκό και μόλυβδο συναρτήσει της ενέργειάς τους. Το σημείο όπου η απόλεια λόγω ιονισμού ισούται με την απόλεια λόγω ακτινοβολίας πεδήσεως είναι η κρίσιμη ενέργεια.

### 2.3.3. ΦΩΤΟΝΙΑ

Τα φωτόνια μεταφέρουν σχεδόν όλη την ενέργειά τους στα ηλεκτρόνια, τα οποία με τη σειρά τους την εναποθέτουν όπως περιγράφηκε. Επομένως μια δέσμη φωτονίων δεν εναποθέτει ενέργεια σταδιακά. Οι διαδικασίες που κυριαρχούν είναι:

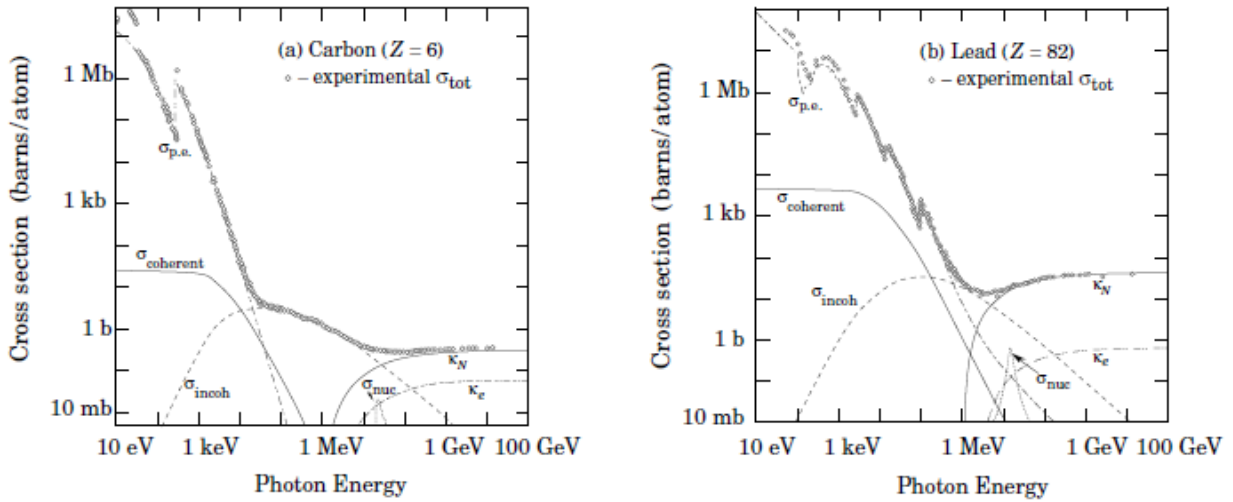
1. Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο ( $Z^5$ ): η απορρόφηση ενός φωτονίου από ένα άτομο με ταυτόχρονη εκπομπή ηλεκτρονίου.
2. Σκέδαση Compton ( $Z$ ): σκέδαση ηλεκτρονίου από ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο
3. Παραγωγή Ζεύγους ( $Z^2 + Z$ ): αλληλεπίδραση φωτονίου με πυρήνα προς σχηματισμό ζεύγους ηλεκτρονίου και ποζιτρονίου

Κάθε μια από αυτές τις αλληλεπιδράσεις δείχνει προτίμηση σε κάποιο τμήμα του φάσματος ενέργειας των φωτονίων: το χαμηλότερο τμήμα του φάσματος, μέχρι μερικά keV, κυριαρχείται από το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο. Μετά ακολουθεί η σκέδαση Compton, μέχρι μερικές εκατοντάδες keV, και η τελευταία περιοχή ( $> 1.22 \text{ MeV}$ ) αντιστοιχεί στην παραγωγή ζεύγους.

Σε υψηλές ενέργειες η παραγωγή ζεύγους είναι η κυρίαρχη διαδικασία που λαμβάνει χώρα και μπορούμε να υπολογίσουμε τη μέση ελεύθερη διαδρομή του φωτονίου βασιζόμενοι μόνο σε αυτό το φαινόμενο:

$$\lambda_{\text{photon}} = \frac{\int x \exp(-N\sigma_{\text{pair}}x) dx}{\int \exp(-N\sigma_{\text{pair}}x) dx} \cong \frac{9}{7} X_0$$

Συνεπώς περίπου ένα μήκος ακτινοβολίας είναι το τυπικό πάχος τόσο για απώλειες λόγω ακτινοβολίας πεδήσεως και όσο και για διαδικασίες παραγωγής ζεύγους.

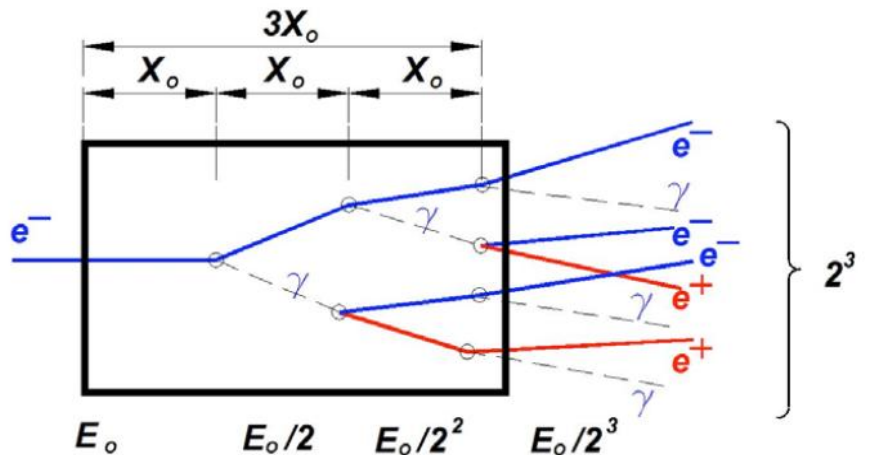


Εικόνα 8: Κυρίαρχες διαδικασίες απώλειας ενέργειας του φωτονίου

### 2.3.4. ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΑ SHOWERS

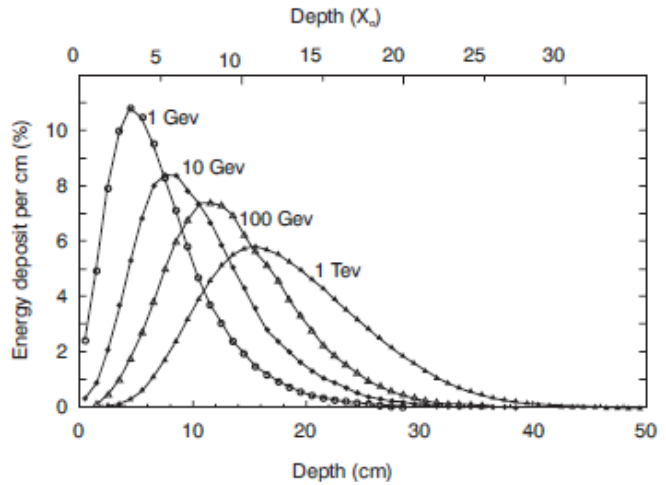
Η διαδικασίες που παίζουν ρόλο στην ανάπτυξη ενός ηλεκτρομαγνητικού shower είναι η εναπόθεση ενέργειας ηλεκτρονίων και φωτονίων κατά τον ιονισμό και την ακτινοβολήση. Η κρίσιμη ενέργεια κατά την οποία και οι δύο διαδικασίες συμβάλλουν εξίσου είναι αντιστρόφως ανάλογη του ατομικού αριθμού  $Z$  του μέσου που τα απορροφά:

$$\varepsilon_c = \frac{610 \text{ MeV}}{Z + 1.24}$$



Η γωνιακή κατανομή είναι ιστροπική για τα ηλεκτρόνια που προέρχονται από το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο και το φαινόμενο Compton, ενώ για την παραγωγή ζεύγους έχει συγκεκριμένη κατεύθυνση. Σε ενέργειας άνω του 1 GeV ηλεκτρόνια και φωτόνια προκαλούν ηλεκτρομαγνητικά showers στα υλικά που διαπερνούν. Ο αριθμός των σωματιδίων που

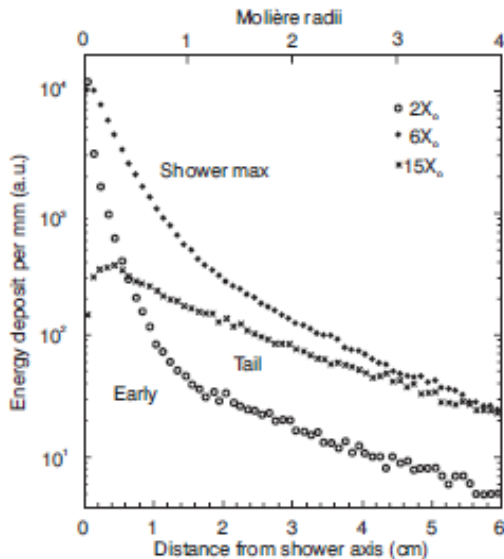
συμμετέχουν σε αυτήν την πολλαπλασιαστική διαδικασία φτάνει σε ένα μέγιστο σε συγκεκριμένο βάθος μέσα στον απορροφητή και κατόπιν μειώνεται σταδιακά κάτω από αυτό το βάθος, εικόνα 9.



Εικόνα 9: Ποσοστιαία εναπόθεση ενέργειας συναρτήσει του βάθους

Το βάθος όπου παρατηρείται το μέγιστο αυξάνει λογαριθμικά με την ενέργεια του εισερχόμενου ηλεκτρονίου. Εξαιτίας του πολλαπλασιασμού των σωματιδίων, η συνολική ποσότητα υλικού που απαιτείται για ηλεκτρομαγνητικά showers είναι σχετικά μικρή. Για παράδειγμα όταν ηλεκτρόνια 100GeV εισέρχονται σε μόλυβδο, το 90% της ενέργειάς τους εναποτίθεται μόνο σε 4kg του υλικού.

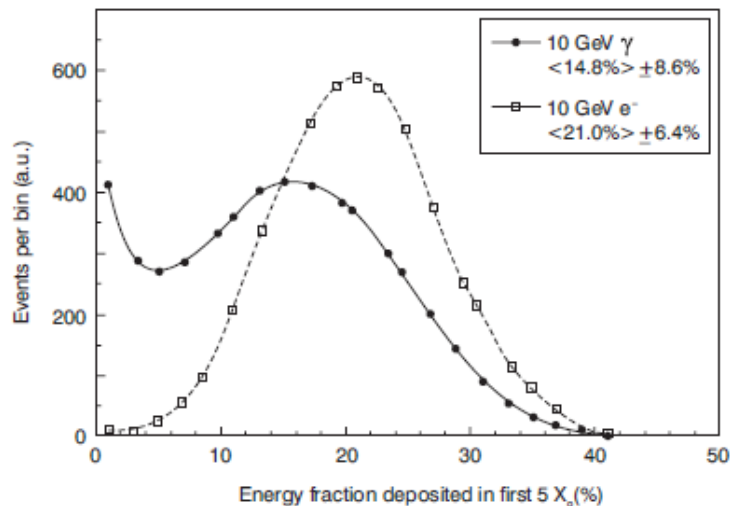
Κατά τη διάρκεια των πρώτων σταδίων του shower ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια απομακρύνονται από τον άξονα του shower λόγω πολλαπλών σκεδάσεων, ενώ μετά το μέγιστο του shower παράγονται ισοτροπικά φωτόνια και ηλεκτρόνια. Και οι δύο διαδικασίες εκφράζονται λογαριθμικά εικόνα 10 όπου φαίνεται η ακτινική πυκνότητα ενέργειας για showers ηλεκτρονίων μέσα σε χαλκό σε διάφορα βάθη μέσα στο καλορίμετρο.



Εικόνα 10: Κατανομή της ενέργειας ηλεκτρονιάκων showers 10 GeV σε χαλκό για διάφορα βάθη

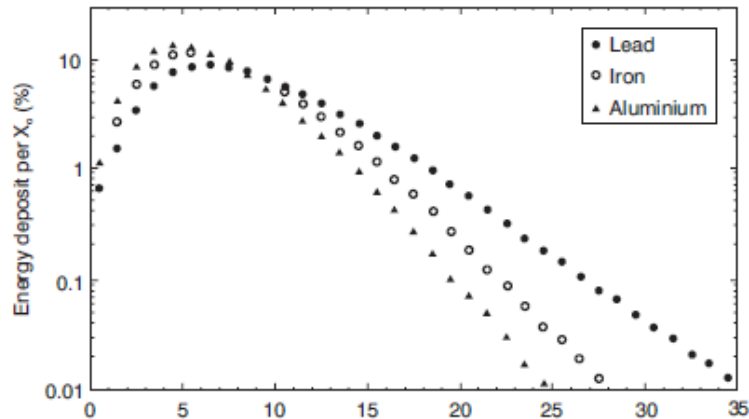
Η εξέλιξη του shower μπορεί να περιγραφεί μέσω του μήκους ακτινοβολίας (για διαμήκη εξέλιξη) και της ακτίνας Moliere ( πλευρική). Το μήκος ακτινοβολίας είναι ο λόγος της ενέργειας των ηλεκτρονίων και της εναποτιθέμενης ενέργειας λόγω ακτινοβολίας. Επομένως ένα ηλεκτρόνιο υψηλής ενέργειας χάνει κατά μέσο όρο 63% ( $1 - e^{-1}$ ) της ενέργειάς του όταν διαπερνά  $1X_0$  του υλικού. Η ακτίνα Moliere ( $\rho_M$ ) ορίζεται μέσω του λόγου του μήκους ακτινοβολίας και της κρίσιμης ενέργειας. Το  $X_0$  είναι ανάλογο του  $A/Z^2$  και το  $\rho_M$  ανάλογο του  $A/Z$ . Επομένως το  $\rho_M$  εξαρτάται σε μικρότερο βαθμό από το  $X_0$  όσον αφορά το υλικό.

Το μήκος ακτινοβολίας έχει διαφορετική σημασία ανάμεσα στα ηλεκτρόνια και τα φωτόνια, και επομένως τα showers που παράγονται λόγω ηλεκτρονίων αναπτύσσονται διαφορετικά από ότι αυτά των φωτονίων. Τα ηλεκτρόνια ξεκινούν να ακτινοβολούν αμέσως μόλις εισέρχονται στο υλικό, εκπέμποντας χιλιάδες φωτόνια λόγω ακτινοβολίας πεδήσεως μέσα σε λίγα mm υλικού. Από την άλλη πλευρά τα φωτόνια υπάρχει η πιθανότητα να μην εκπέμψουν στην ίδια ποσότητα υλικού. Σε αυτήν την περίπτωση δεν εναποθέτουν ενέργεια, και όταν εκπέμψουν μπορεί η ενέργεια που θα εναποθέσουν να είναι μεγαλύτερη από αυτήν των ηλεκτρονίων. Η διαφορά φαίνεται στη εικόνα 11.



Εικόνα 11: Κατανομή του ποσοστού εναποτιθέμενης ενέργειας στα πρώτα 5 μήκη ακτινοβολίας από ηλεκτρόνια και  $\gamma$  σε μόλυβδο.

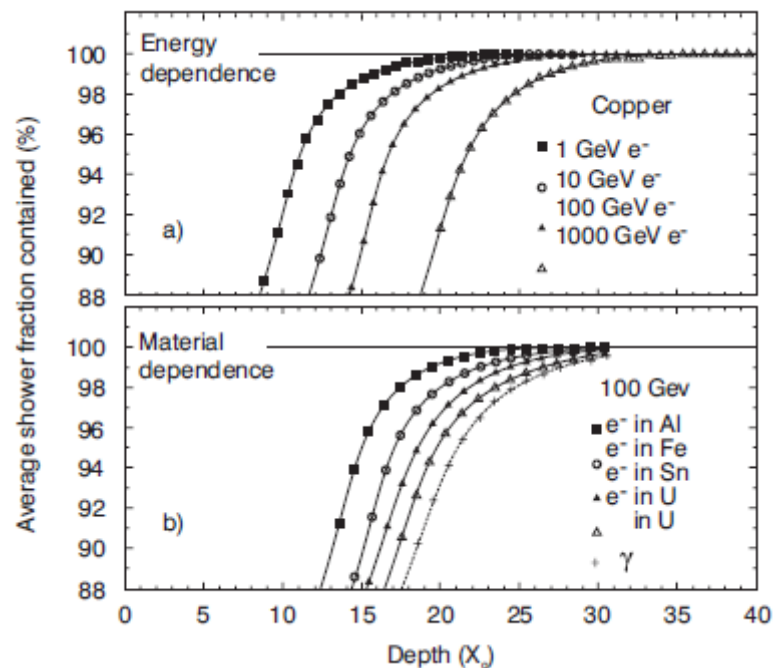
Αν και προσεγγιστικά το προφίλ των ηλεκτρομαγνητικών showers είναι ανάλογο των  $X_0, \rho_M$ , αυτή είναι η αναλογία δεν είναι τέλεια. Το γεγονός αυτό φαίνεται στην εικόνα 12.



Εικόνα 12: Διαμήκη προφίλ από 10 GeV showers ηλεκτρονίων αναπτυσσόμενα σε αλουμίνιο( $Z=13$ ), σίδηρο( $Z=26$ ) και μόλυβδο( $Z=82$ ).

Οι διαφορές μπορούν να γίνουν κατανοητές από το γεγονός ότι ο πολλαπλασιασμός των σωματιδίων συνεχίζεται για χαμηλές ενέργειες σε υλικά με υψηλό  $Z$  και μειώνεται πιο αργά μετά το μέγιστο του shower. Λόγου χάριν ένα ηλεκτρόνιο υψηλής ενέργειας παράγει 3 φορές περισσότερα ποζιτρόνια στο μόλυβδο από ότι στο αλουμίνιο, γεγονός που έχει ως αποτέλεσμα να απαιτείται μεγαλύτερο  $X_0$  μόλυβδου από ότι αλουμινίου για ένα shower. Επομένως απαιτείται ακόμη μεγαλύτερη ποσότητα υλικού για showers επαγόμενα από φωτόνια. Τέλος η εξάρτηση του καλοριμέτρου από την ενέργεια για τη διατήρηση ενός shower φαίνεται στην εικόνα 13<sup>α</sup>.

Εικόνα 13: Μέσο ποσοστό ενέργειας συναρτήσει του πάχους του απορροφητή. Ηλεκτρονικά showers διαφόρων ενεργειών σε χαλκό (a) και 100 GeV σε διάφορα υλικά (b).

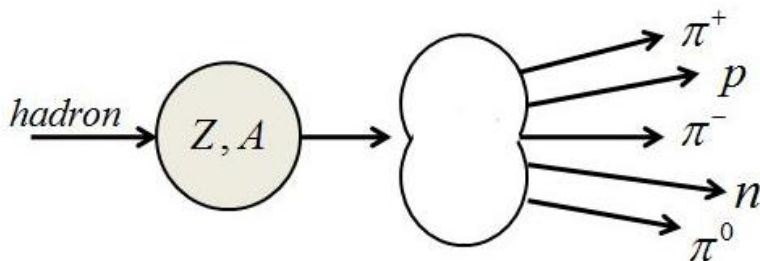




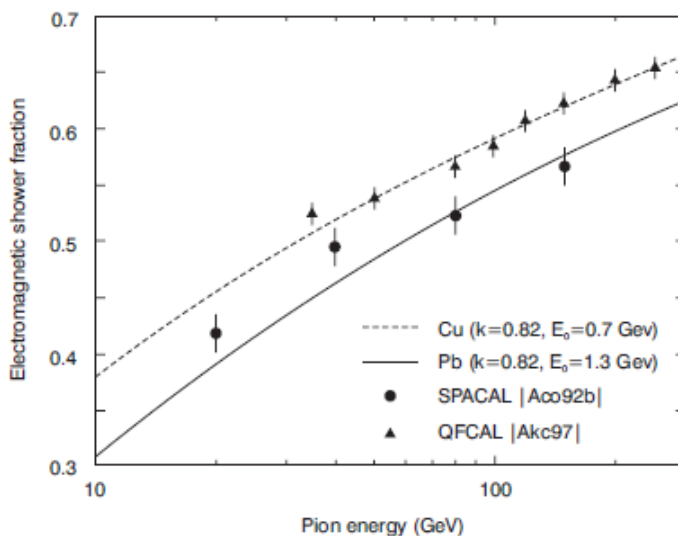
### 2.3.5. ΑΔΡΟΝΙΚΑ SHOWERS

Στα showers που επάγονται από αδρόνια λαμβάνει χώρα μια επιπλέον επιπλοκή που προκύπτει από το ρόλο που παίζει η ισχυρή αλληλεπίδραση. Αυτή η αλληλεπίδραση είναι υπεύθυνη για:

1. Την παραγωγή σωματιδίων που προκαλούν αδρονικά showers, 90% των οποίων είναι πόνια. Τα ουδέτερα πόνια διασπώνται σε δύο  $\gamma$ , τα οποία παράγουν ηλεκτρομαγνητικά showers.
2. Πυρηνικές αντιδράσεις, στις οποίες νετρόνια και πρωτόνια ελευθερώνονται από το πυρηνικό τους περιβάλλον, χωρίς όμως να γίνεται αντιληπτή από τα calorimeters ως σήμα η ενέργεια σύνδεσης που τους παρέχεται. Αυτό είναι το φαινόμενο της αόρατης ενέργειας.



Τα ηλεκτρομαγνητικά showers που ξεκινούν από  $\pi^0$  αναπτύσσονται με τον ίδιο τρόπο που αναπτύσσονται και αυτά που επάγονται από ηλεκτρόνια ή φωτόνια υψηλής ενέργειας. Το ποσοστό της ενέργειας του shower που μεταφέρεται από αυτή τη συνιστώσα ποικίλει από γεγονός σε γεγονός και αυξάνεται με την ενέργεια, αφού παραγωγή  $\pi^0$  μπορεί να προκύψει και σε μεταγενέστερα showers. Τυπικά το ποσοστό αυξάνεται από 30% στα 10GeV σε 50% στα 100GeV, εικόνα 14.



Εικόνα 14: Σύγκριση ποσοστών ηλεκτρομαγνητικών showers πονίων σε calorimeters χαλκού και μολύβδου

Σε ένα τυπικό αδρονικό shower που αναπτύσσεται σε μόλυβδο, η εναπομένουσα ενέργεια εναποτίθεται με τον ακόλουθο τρόπο: σωματίδια ιονισμού 56%, νετρόνια 10% και αόρατη ενέργεια 34%. Τα πρωτόνια προέρχονται πρωτίστως από διασπάσεις πυρήνων και μεταφέρουν 50-100 MeV ανά σωματίδιο. Αυτά τα δεδομένα μαρτυρούν ότι η πλειονότητα της μη ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας εναποτίθεται μέσω νουκλεονίων και όχι μέσω σχετικιστικών σωματιδίων, όπως είναι τα πιόνια.

Οι συνέπειες λόγω αυτών των φαινομένων στην καλοριμετρία είναι οι εξής:

1. Εξαιτίας του φαινομένου της αόρατης ενέργειας τα σήματα των αδρονίων στα καλορίμετρα είναι συνήθως μικρότερα από αυτά των ηλεκτρονίων για την ίδια ενέργεια.
2. Επειδή το ποσοστό της ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας εξαρτάται από την ενέργεια, το καλορίμετρο δεν είναι γραμμικό για ανίχνευση αδρονίων.

Το προφίλ των αδρονικών showers καθορίζεται από το μήκος πυρηνικής αλληλεπίδρασης  $\lambda_{\text{int}}$ , δηλαδή τη μέση διαδρομή που διανύουν τα αδρόνια μέχρι να επάγουν πυρηνική αλληλεπίδραση, και είναι ανάλογο του  $\sqrt[3]{A}$ .

### 2.3.6. NETPINO

Τα νεutrino αλληλεπιδρούν ασθενώς με την ύλη. Λόγου χάριν, η ενεργός διατομή στη διάσπαση  $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$   $10^{-17}$  για μερικά MeV είναι περίπου  $10^{-43} \text{ cm}^{-2}$ , κάτι που σημαίνει ότι σε 1m σιδήρου η πιθανότητα αντίδρασης είναι  $10^{-17}$ .

Τα νεutrino ανιχνεύονται έμμεσα μέσω την ενέργειας και ορμής που φαίνεται να λείπει μέσα στους ανιχνευτές.

### 3. Ο ΑΝΙΧΝΕΥΤΗΣ MICROMEGAS

#### 3.1. ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ ΠΟΥ ΣΧΕΤΙΖΟΝΤΑΙ ΜΕ ΤΗ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑ ΤΟΥ

##### 3.1.1. ΟΛΙΣΘΗΣΗ ΙΟΝΤΩΝ

Με την εφαρμογή ενός ηλεκτρικού πεδίου η κίνηση των ιόντων δεν είναι τυχαία, δηλαδή ακολουθούν ως επί το πλείστον την κατεύθυνση του πεδίου. Αν και η παρουσία του πεδίου τα επιταχύνει, οι συνεχείς συγκρούσεις με τα μόρια του αερίου περιορίζουν την κίνησή τους σε μια μέση ταχύτητα, την ταχύτητα ολίσθησης  $u_d$ , η οποία εξαρτάται γραμμικά από το λόγο  $E/P$  (όπου  $P$  η πίεση του αερίου). Μια χρήσιμη παράμετρος, η κινητικότητα  $\mu$ , ορίζεται ως:

$$\mu = u_d / E$$

Η κινητικότητα των ιόντων παραμένει πρακτικά σταθερή, αφού η μέση ενέργεια παραμένει σταθερή για ισχυρά ηλεκτρικά πεδία.

##### 3.1.2. ΟΛΙΣΘΗΣΗ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ

Αντίθετα από τα ιόντα, η κινητικότητα των ηλεκτρονίων δεν είναι σταθερή. Τα ηλεκτρόνια εκμεταλλεύονται τη μικρή τους μάζα και αυξάνουν την ταχύτητά τους σε υψηλές τιμές:

$$u_d = \frac{eE}{2m_e} \tau$$

όπου  $\tau$  είναι ο μέσος χρόνος ανάμεσα σε 2 συγκρούσεις σε ηλεκτρικό πεδίο έντασης  $E$ .

Περίπλοκες κβαντομηχανικές διαδικασίες λαμβάνουν χώρα όταν το ηλεκτρόνιο πλησιάζει το μόριο, με αποτέλεσμα το cross-section της σύγκρουσης να κυμαίνεται με βάση το  $E$ , παρουσιάζοντας ελάχιστο και μέγιστο (φαινόμενο Ramsauer).

##### 3.1.3. ΠΟΛΛΑΠΛΑΣΙΑΣΜΟΣ

Ένα ηλεκτρόνιο που ολισθαίνει προς την άνοδο μέσα σε ένα ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο μεταφέρει ενέργεια. Για μέτριας ισχύος ηλεκτρικά πεδία η μεταφερόμενη ενέργεια από το ηλεκτρόνιο θα είναι κατά μέσο όρο σταθερή, εξαιτίας των τυχαίων συγκρούσεων με τα μόρια του αερίου. Παρόλα αυτά, για ισχυρότερα ηλεκτρικά πεδία κατά τη διάρκεια μεταξύ συγκρούσεων η ενέργειά του μπορεί να αυξηθεί άνω του δυναμικού πρώτου ιονισμού του αερίου, με την ταυτόχρονη παραγωγή ζεύγους ηλεκτρονίου-ιόντος, ενώ το ταχέως ηλεκτρόνιο συνεχίζει τη διαδρομή του παράγοντας περαιτέρω ζεύγη. Αυτή τα δευτερογενή ηλεκτρόνια μπορούν να προκαλέσουν περαιτέρω ιονισμούς, σχηματίζοντας μια χιονοστιβάδα. Η κινητικότητα των ηλεκτρονίων είναι μεγαλύτερη από αυτή των ιόντων λόγω της μικρής τους μάζας, και επομένως τα ηλεκτρόνια βρίσκονται στην κεφαλή του νέφους φορτίων, ενώ τα πιο αργά ιόντα στην ουρά, σχηματίζοντας τελικά ένα νέφος με κατανομή σταγόνας.



Η απόσταση που θα διανύσουν τα ηλεκτρόνια μέχρι να ιονιστούν λέγεται μέση ελεύθερη διαδρομή για ιονισμό. Η πιο σημαντική ποσότητα που σχετίζεται με αυτήν είναι ο πρώτος συντελεστής Townsend  $\alpha$ , το αντίστροφο της μέσης ελεύθερης διαδρομής. Το  $\alpha$  αντιπροσωπεύει τον αριθμό των ζευγών που παράγονται ανά μονάδα μήκους που διανύει ένα ηλεκτρόνιο.

Αν σε κάποιο σημείο υπάρχουν  $n$  ηλεκτρόνια, μετά την ολίσθησή τους για διαδρομή  $dx$

$$dn = n \alpha dx$$

νέα ηλεκτρόνια θα παραχθούν, ώστε ο συνολικός αριθμός των παραγόμενων ηλεκτρονίων σε διαδρομή  $x$  θα είναι:

$$n = n_0 e^{\alpha x}$$

Ο παράγοντας πολλαπλασιασμού ή κέρδος αερίου  $M$  δίνεται από:

$$M = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x}$$

Στη γενική περίπτωση ενός μη ομογενούς ηλεκτρικού πεδίου,  $\alpha = \alpha(x)$  και το  $M$  μπορεί να εκφραστεί ως:

$$M = \exp\left(\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx\right)$$

Αυτός ο παράγοντας δεν μπορεί να αυξηθεί κατά βούληση γιατί μπορεί να προκληθεί κατάρρευση. Το όριο Raether για πολλαπλασιασμό πριν την κατάρρευση δίνεται:

$$\alpha x \sim 20 \text{ ή } M \sim 10^8$$

Στην πράξη το κέρδος είναι συνήθως 2 τάξεις μεγέθους μικρότερο από το όριο Raether.

Η βασική λειτουργία πάνω στην οποία στηρίζεται η λειτουργία ανιχνευτών αερίων είναι αυτός ο πολλαπλασιασμός χιονοστιβάδας. Αναφερόμενοι στην επιλογή αερίου, το φαινόμενο της χιονοστιβάδας παρατηρείται σε όλα τα αέρια, ουσιαστικά, κάθε αέριο μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε έναν αναλογικό απαριθμητή. Στις περισσότερες περιπτώσεις, οι συγκεκριμένες απαιτήσεις του πειράματος, περιορίζουν την επιλογή σε μερικές οικογένειες συστατικών. Στα ευγενή αέρια, το φαινόμενο της χιονοστιβάδας πραγματοποιείται σε πολύ χαμηλότερα πεδία απ' ό,τι στα σύνθετα μόρια ως αποτέλεσμα των πολλών τρόπων σκέδασης μη-ιονισμού, που είναι διαθέσιμοι στα πολυατομικά μόρια. Επιπλέον η ευκολία στη χρήση, συνιστά τη χρήση των ευγενών αερίων ως το κύριο συστατικό. Επιλέγεται το αργό για λόγους οικονομικούς κυρίως έναντι των ξένο και κρυπτό. Το ισοβουτάνιο αποτελεί ένα πολύ συχνά χρησιμοποιούμενο πολυατομικό αέριο, για σταθερή λειτουργία υψηλού κέρδους. Επίσης η προσθήκη  $CF_4$ , σε μίγμα όπως Αργό-Ισοβουτάνιο, συντελεί στην βελτίωση της χρονικής διακριτικής ικανότητας και της συνολικά εναποτιθέμενης ενέργειας

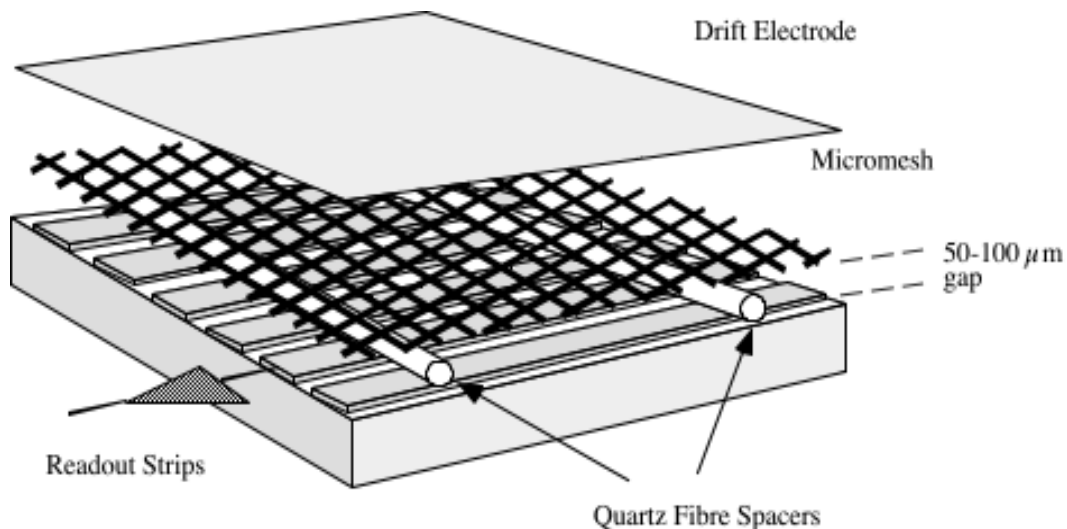
### 3.2. Ο ΑΝΙΧΝΕΥΤΗΣ

MICROMEGAS (MICRO Mesh Gaseous Structure) είναι μια μικρογραφία ενός ασυμμετρικού ανιχνευτή παράλληλων οπλισμών 2 σταδίων. Ένα πλέγμα χωρίζει το χώρο μετατροπής (conversion gap), περίπου 3mm, από το κενό ενίσχυσης (amplification gap), 50-100μm. Αυτή η διάταξη μας επιτρέπει να αποκτούμε, εφαρμόζοντας αντίστοιχες τάσεις στα 3 ηλεκτρόδια (ηλεκτρόδια ολίσθησης, ανόδου και πλέγματος), ένα πολύ ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή ενίσχυσης και ένα σχετικά ασθενέστερο στην περιοχή ολίσθησης. Επομένως ο λόγος ανάμεσα στα 2 ηλεκτρικά πεδία μπορεί να πάρει μεγάλες τιμές, όπως απαιτείται για τη βέλτιστη λειτουργία της διάταξης. Ένας τόσο μεγάλος λόγος απαιτείται επίσης ώστε να συλλαμβάνονται τα ιόντα στο χώρο ενίσχυσης: κάτω από την επίδραση του ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου το ιοντικό νέφος συλλέγεται ακαριαία από το πλέγμα και μόνο ένα μικρό ποσοστό αυτού, αντιστρόφως ανάλογο του λόγου των ηλεκτρικών πεδίων, διαφεύγει στην περιοχή ολίσθησης.

Τυπικές τιμές για χαρακτηριστικά μεγέθη του ανιχνευτή είναι:

- $HV1=1000-1600\text{ V}$ .  $HV2=300-400\text{ V}$
- Περιοχή ολίσθησης=2-3 cm, περιοχή ενίσχυσης=50-100 μm
- $E1=0.3-1\text{ kV/cm}$ ,  $E2=40-70\text{ kV/cm}$
- Κενό ανάμεσα στα strips=350 μm
- Χαλκός ή νικέλιο το υλικό από το οποίο είναι κατασκευασμένο το πλέγμα

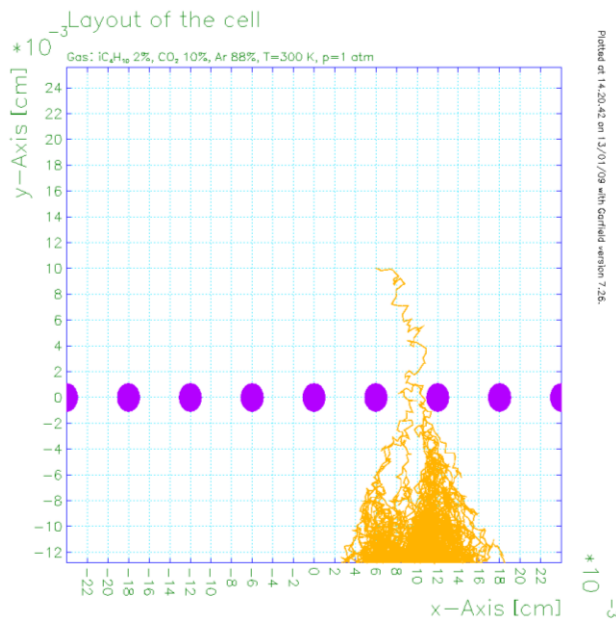
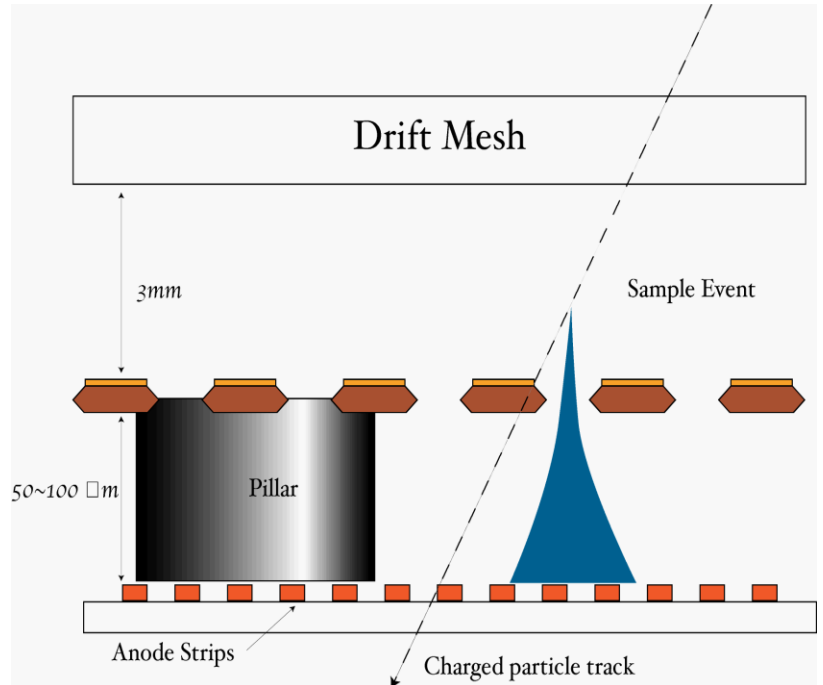
Στην εικόνα παρουσιάζεται μια σχηματική αναπαράσταση ενός τυπικού ανιχνευτή. Αποτελείται από τα ακόλουθα στοιχεία: ηλεκτρόδιο ολίσθησης (conversion ή drift gap), πλέγμα, ηλεκτρόδιο ανόδου (amplification gap), strips και pillars.



### 3.2.1. ΑΡΧΕΣ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ

Όταν ένα σωματίδιο διαπερνά τον ανιχνευτή, περνά αρχικά από το ηλεκτρόδιο ολίσθησης. Κατά τη διάρκεια αυτής της διέλευσης είναι ήδη μέσα στο conversion gap, όπου εφαρμόζεται ένα σχετικά ασθενές ηλεκτρικό πεδίο της τάξεως του 1kV/cm, και είναι η περιοχή όπου λαμβάνει χώρα η παραγωγή ζεύγους ιόντων-ηλεκτρονίων. Ο ρόλος του πλέγματος είναι πολλαπλός. Η τάση που εφαρμόζεται σ' αυτό (μέχρι 500V), είναι τόση ώστε ο λόγος των ηλεκτρικών πεδίων να είναι μεγάλος, κάτι που συνεπάγεται και μεγάλη διέλευση ηλεκτρονίων.

Όταν εισέλθει στο amplification gap ξεκινά η διαδικασία της χιονοστιβάδας μέσα σε ηλεκτρικό πεδίο μέχρι 50kV/cm. Ταυτόχρονα με το να οδηγεί τα ηλεκτρόνια στο amplification gap, το πλέγμα παρεμποδίζει τα ιόντα που παράγονται στη χιονοστιβάδα να εισέλθουν στο conversion gap. Ενώ τα ιόντα συλλέγονται από το πλέγμα με μεγάλη αποδοτικότητα και ταχύτητα, τα ηλεκτρόνια συνεχίζουν στο amplification gap και καταλήγουν ταξιδεύοντας στο ηλεκτρόδιο της ανόδου.



Τα πλεονεκτήματα της τεχνικής που εισάγονται με τον MICROMEAS είναι:

1. Η γρήγορη απόκριση: εξαιτίας της πολύ μικρής απόστασης που χρειάζονται να διασχίσουν τα ιόντα και του πολύ ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου, τα ιόντα συλλαμβάνονται ακαριαία (1 ns για ηλεκτρόνια και 100 ns για θετικά ιόντα).

2. Κάθε μηχανικό ελάττωμα στην εφαρμογή του πλέγματος πάνω από τα strips αντισταθμίζεται, οδηγώντας σε σταθερό κέρδος. Μια προσέγγιση της αλλαγής στον παράγοντα ενίσχυσης (amplification factor) M

με το amplification gap  $d$  δίνεται:

$$\frac{\delta M}{M} = ad \left( 1 - \frac{Bpd}{V} \right) \frac{\delta d}{d}$$

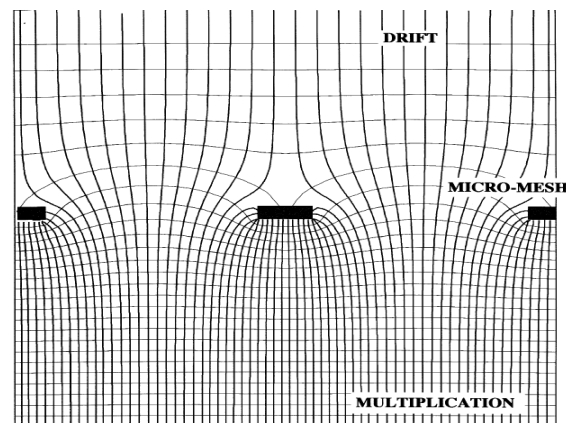
για πίεση  $p$ , εφαρμοζόμενη τάση  $V$  και  $B$  σταθερά που εξαρτάται από το αέριο που χρησιμοποιείται.

Κάτω από σταθερή πίεση, όταν αυξάνεται το  $d$ , ο παράγοντας ενίσχυσης αυξάνεται μέχρι το μέγιστό του (για  $d = V/B$ ) και μετά μειώνεται για μεγαλύτερες τιμές του  $d$ . Ο συνδυασμός του amplification gap και των εφαρμοζόμενων τάσεων στον ανιχνευτή είναι τέτοιος ώστε ο παράγοντας μετατροπής μεγιστοποιείται και τελικά διακυμάνσεις εξαιτίας ατελειών ομαλότητας μεταξύ πλέγματος και ανοδικής πλάκας να ακυρώνονται.

3. Ικανότητα μέτρησης της τάξεως των  $10^6$  μετρήσεις  $\text{mm}^2\text{s}^{-1}$  εξαιτίας της γρήγορης εκκένωσης των ιόντων και της υψηλής αναλυτικότητας του πλέγματος.
4. Εξαιτίας του σταθερού πεδίου κατά μήκος περιοχής ενίσχυσης, το σήμα που ανιχνεύεται στην άνοδο είναι ίδιο για τα ιόντα και τα ηλεκτρόνια
5. Εξαιρετική χωρική διακριτική ικανότητα. Παράγοντες που την επηρεάζουν είναι:
  - i. Ενέργεια
  - ii. Ανομοιογένεια του ηλεκτρικού πεδίου
  - iii. Ανομοιογένεια της ανόδου (strips)
  - iv. Καθαρότητα του αέριου μίγματος
  - v. Διακυμάνσεις τάσης και πίεσης
  - vi. Ηλεκτρονικός θόρυβος

### 3.2.2. ΗΛΕΚΤΡΙΚΟ ΠΕΔΙΟ

Το ηλεκτρικό πεδίο είναι ομογενές στο εσωτερικό τόσο της περιοχής ολίσθησης όσο και σε αυτό της περιοχής της ενίσχυσης. Κάτι τέτοιο το πετυχαίνουμε χρησιμοποιώντας το μικρο-πλέγμα ως το μεσαίο ηλεκτρόδιο. Παρόλα αυτά το πεδίο παρουσιάζει μία μορφή σαν χωνί πολύ κοντά στα ανοίγματα του μικρο-πλέγματος. Η γνώση της μορφής των δυναμικών γραμμών του πεδίου κοντά στην περιοχή του μικρο-πλέγματος αποτελεί



θεμελιώδες ζήτημα για την λειτουργία του ανιχνευτή μας. Ειδικότερα, η μορφή αυτών καθορίζει το πως περνάνε τα ηλεκτρονίων μέσα από το μικρο-πλέγμα, καθώς επίσης και το πόσο γρήγορα αναπτύσσεται η μετακίνηση των θετικών ιόντων τα οποία θα συλλεχθούν στο πλέγμα.

Μαθηματικοί υπολογισμοί και προσεγγίσεις καταλήγουν ότι οι δύο παραπάνω διαδικασίες είναι συνάρτηση μίας παραμέτρου  $\xi$ , η οποία ισοδυναμεί με το λόγο ανάμεσα στην ένταση του ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή της ενίσχυσης και την ένταση του πεδίου στην περιοχή της ολίσθησης:

$$\xi = \frac{E_{ampl}}{E_{con}}$$

Η εξέλιξη της μορφής των δυναμικών γραμμών του ηλεκτρικού πεδίου μέσα στον ανιχνευτή ποικίλει για διαφορετικές τιμές του λόγου  $\xi$ . Για χαμηλές τιμές του  $\xi$  οι περισσότερες γραμμές καθώς φεύγουν από το ηλεκτρόδιο της καθόδου με δυσκολία φθάνουν στο μικρο-πλέγμα.

Σε αυτήν την περίπτωση η μετακίνηση των ηλεκτρονίων είναι ιδιαίτερος μικρή και ασήμαντη. Εάν όμως οι εντάσεις των ηλεκτρικών πεδίων ρυθμιστούν κατάλληλα και είναι ίδιες με αυτές που απαιτούνται για την καταλληλότερη λειτουργία της διάταξης μας, οι περισσότερες από τις δυναμικές γραμμές του πεδίου ολίσθησης διέρχονται από τις τρύπες του πλέγματος και καταλήγουν απευθείας στο τρίτο ηλεκτρόδιο, αυτό της ανόδου. Σε αυτήν την περίπτωση πετυχαίνουμε πλήρη μεταφορά των ηλεκτρονίων από την μία περιοχή στην άλλη. Από την άλλη πλευρά οι περισσότερες από τις δυναμικές γραμμές του πεδίου που προέρχονται από την πλάκα της ανόδου σταματούν στο πλέγμα, με αποτέλεσμα τα θετικά ιόντα που δημιουργούνται κατά την διάρκεια του φαινομένου της χιονοστιβάδας να συλλέγονται από το πλέγμα με υψηλή απόδοση.

Διαπιστώνουμε ότι μόνο ένα μικρό τμήμα από τα θετικά ιόντα που δημιουργούνται, διαφεύγει στην περιοχή της μετατροπής. Το ποσοστό των ιόντων αυτών είναι αντιστρόφως ανάλογο προς το λόγο των εντάσεων των δύο ηλεκτρικών πεδίων. Συμπερασματικά μπορούμε να πούμε ότι όσο μεγαλύτερες είναι οι τιμές των εντάσεων που ρυθμίζονται ώστε να παίρνει ο λόγος  $\xi$  μια συγκεκριμένη τιμή, τόσο αποδοτικότερη γίνεται η μετάβαση των ηλεκτρονίων μέσα από το πλέγμα ενώ συγχρόνως το πέρασμα των θετικών ιόντων είναι πολύ χαμηλό, καθώς αυτά συλλέγονται πολύ γρήγορα στο πλέγμα. Τέλος θα πρέπει να σημειώσουμε ότι μαθηματικοί υπολογισμοί που έχουν γίνει ορίζουν ακόμη μία παράμετρο, η οποία αντιστοιχεί στην οπτική διαφάνεια του πλέγματος. Αυτή η παράμετρος όμως, διαπιστώνουμε ότι δεν έχει ουσιώδη ρόλο στη διαμόρφωση του πεδίου, από την στιγμή που τα ηλεκτρόνια μεταφέρονται επιτυχώς με ρύθμιση του λόγου  $\xi$  των ηλεκτρικών πεδίων σε υψηλές τιμές, άρα δεν θα την λαμβάνουμε υπόψη.



### 3.2.3. ΑΕΡΙΑ ΜΕΣΑ ΣΤΟΝ ΑΝΙΧΝΕΥΤΗ

Τα χαρακτηριστικά των αερίων που χρησιμοποιούμε στον ανιχνευτή είναι:

1. Υψηλός πρωτογενής ιονισμός του μίγματος, προκειμένου να φτάσει σε πλήρη αποδοτικότητα με χρήση μικρού στρώματος αερίου
2. Υψηλή ταχύτητα ολίσθησης για να πετύχουμε υψηλό σήμα και να διατηρήσουμε την κατάληψη του ανιχνευτή χαμηλή σε ένα ρευστό περιβάλλον
3. Υψηλός παράγοντας μέγιστης ενίσχυσης αερίου για να συνοδεύει το επίπεδο θορύβου των ηλεκτρονικών
4. Το μίγμα αερίων δε θα πρέπει να προκαλεί φθορά στον ανιχνευτή
5. Για χρήση σε μαγνητικά πεδία το μίγμα θα πρέπει να έχει μικρή γωνία Lorentz, το οποίο επιτυγχάνεται με ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή ολίσθησης.

Ως γωνία Lorentz ορίζουμε τη γωνία ανάμεσα στη διαδρομή ολίσθησης των ηλεκτρονίων και τη διεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου κι επειδή είναι ανάλογη της κινητικότητας των ηλεκτρονίων  $\mu = \frac{v_d}{E}$ , θέλουμε μίγματα με μικρή κινητικότητα και ταυτόχρονα υψηλή ταχύτητα ολίσθησης.

Παρατηρούμε ότι η κινητικότητα των ιόντων δε λαμβάνεται υπόψη ως παράγοντας που επηρεάζει τη λειτουργία του ανιχνευτή, γιατί τα ιόντα που παράγονται στη χιονοστιβάδα ταξιδεύουν για μικρό χρονικό διάστημα προτού συλληφθούν, αρκεί ο ανιχνευτής να έχει μικρή περιοχή ενίσχυσης.

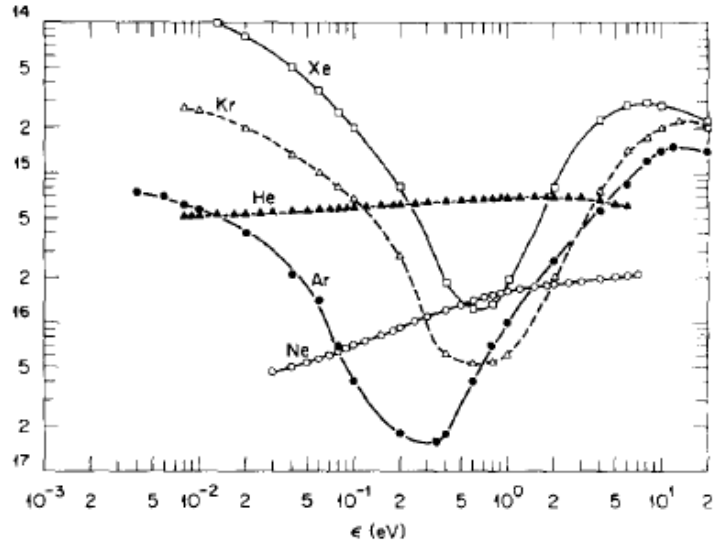
Συνεπώς επειδή απαιτείται και μικρός χρόνος απόκρισης του ανιχνευτή καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι για τη βέλτιστη λειτουργία του ανιχνευτή χρειαζόμαστε κατ' αρχήν μεγάλη ταχύτητα ολίσθησης και μικρή περιοχή ολίσθησης.

Πειράματα και προσομοιώσεις έχουν δείξει ότι τα πιο αποδοτικά μίγματα αερίων που χρησιμοποιούνται στον ανιχνευτή έχουν ως βάση τα ευγενή αέρια.

Μερικά χαρακτηριστικά μείγματα αερίων που μπορούν να χρησιμοποιηθούν στον Micromegas είναι:

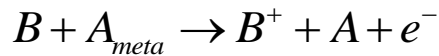
- Ar 88% - iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> 2% - CF<sub>4</sub> 10%
- Ar 95% - iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> 2% - CF<sub>4</sub> 3%
- Ar 90% - CF<sub>4</sub> 10%
- Ar 70% - CO<sub>2</sub> 30%
- Ar 88% - iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> 2% - CO<sub>2</sub> 10%
- Ar 95% - iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> 5%

Η εικόνα παρουσιάζει τα cross-sections της μεταφοράς ορμής σε συνάρτηση της ενέργειας  $\epsilon$  για He, Ne, Ar, Kr και Xe.



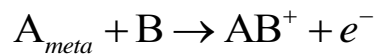
### 3.2.3.1. ΦΑΙΝΟΜΕΝΟ PENNING ΚΑΙ ΣΥΝΕΙΡΜΙΚΟΣ ΙΟΝΙΣΜΟΣ

Αν η ηλεκτρονική ενέργεια διέγερσης ενός μετασταθούς ατόμου  $A^*$  υπερβαίνει το δυναμικό ιονισμού ενός άλλου ατόμου  $B$ , η σύγκρουσή τους μπορεί να οδηγήσει σε ένα είδος ιονισμού που λέγεται φαινόμενο Penning. Ο ιονισμός λαμβάνει χώρα μέσω ανταλλαγής φορτίου, ώστε μειώνεται η μέση ενέργεια προς σχηματισμό ζεύγους ιόντων, λόγω χάριν:



Το μίγμα περιέχει κατά το μεγαλύτερο ποσοστό ευγενή αέρια που παίζουν το ρόλο του μετασταθούς ατόμου και προσμίξεις στοιχείων ή ενώσεων που ικανοποιούν το κριτήριο του χαμηλού δυναμικού ιονισμού.

Αν η συνολική ηλεκτρονική ενέργεια διέγερσης των συγκρουόμενων σωματιδίων δεν επαρκεί, ο ιονισμός λαμβάνει πάλι χώρα μέσω της προσκόλλησης ειδών προς σχηματισμό μοριακού ιόντος. Αυτή η διαδικασία λέγεται συνειρμικός ιονισμός, λόγω χάριν:

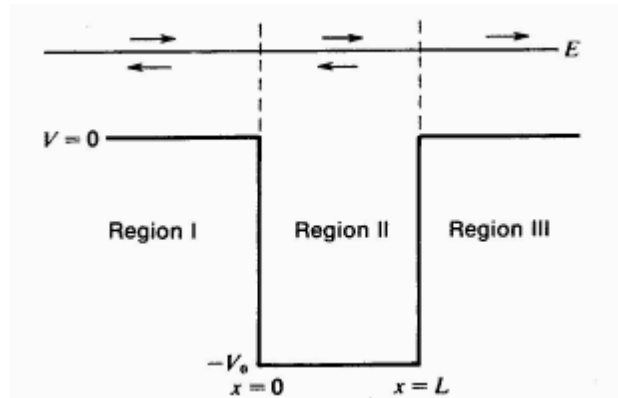
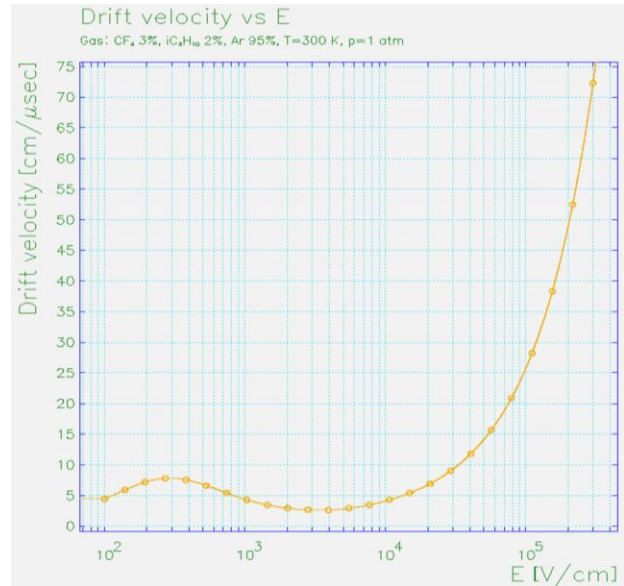


### 3.2.3.2. ΤΑΧΥΤΗΤΑ ΟΛΙΣΘΗΣΗΣ

Η διαφορά δυναμικού που επιλέγουμε να εφαρμόσουμε στα δύο ηλεκτρόδια καθορίζεται από την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου που θέλουμε να επιτύχουμε ώστε να έχουμε τη μέγιστη ταχύτητα ολίσθησης. Στο γράφημα παρατηρούμε ότι υπάρχει αυτή η μέγιστη τιμή, όπως επίσης και μια ελάχιστη.

Η ενεργός διατομή για σκέδαση ηλεκτρονίων από άτομα ευγενών αερίων παρουσιάζει μικρή τιμή για ορισμένες ενέργειες ηλεκτρονίων. Αυτή η ενεργός διατομή είναι πολύ μικρότερη από αυτήν που υπολογίζεται κατά τη σύγκρουση ατόμων. Το φαινόμενο αυτό λέγεται Ramsauer-Townsend και για την ερμηνεία του απαιτείται μια κβαντομηχανική περιγραφή της αλληλεπίδρασης των σωματιδίων.

Αν τα άτομα θεωρηθούν κλασικά ως σκληρές σφαίρες, τότε η υπολογιζόμενη ενεργός διατομή είναι ανεξάρτητη από την ενέργεια του ηλεκτρονίου και δεν μπορούμε να περιμένουμε να λάβει χώρα το φαινόμενο Ramsauer-Townsend. Αντιθέτως αν θεωρήσουμε ότι τα άτομα του ευγενούς αερίου παρουσιάζουν ένα ελκτικό δυναμικό τυπικών ατομικών διαστάσεων, λόγω χάριν τετράγωνο πηγάδι, η λύση της εξίσωσης του Schrodinger για τα ηλεκτρόνια δείχνει ότι η ενεργός διατομή θα έχει ένα ελάχιστο για ορισμένη ενέργεια ηλεκτρονίων. Το μονοδιάστατο πρόβλημα προβλέπει ότι η σκέδαση δε λαμβάνει χώρα όταν το μήκος κύματος των ηλεκτρονίων στο πηγάδι είναι πολλαπλάσιο του πλάτους του πηγαδιού.



Σωματίδια ολικής ενέργειας  $E$  συναντούν μια «τρύπα» δυναμικού βάθους  $V_0$  και πλάτους  $L$ . Και στις δύο περιοχές του πηγαδιού λαμβάνουν χώρα μερική ανάκλαση και διάδοση του σωματιδίου. Στις περιοχές I και III οι κυματάρθρωμοι έχουν την ίδια τιμή  $k_1 = \sqrt{2mE}/\hbar$ , ενώ στην περιοχή II έχει μεγαλύτερη τιμή  $k_2 = \sqrt{2m(E + V_0)}/\hbar$ . Οι κυματοσυναρτήσεις στις τρεις περιοχές έχουν τη μορφή:

$$\Psi_I(x) = A_0 e^{ik_1 x} + A e^{-ik_1 x}$$

$$\Psi_{II}(x) = B e^{ik_2 x} + C e^{-ik_2 x}$$

$$\Psi_{III}(x) = D e^{ik_1 x}$$

Αντικαθιστώντας στη συνάρτηση του Schrodinger:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \Psi(x) + V(x) \Psi(x) = E \Psi(x)$$

και εφαρμόζοντας συνθήκες συνέχειας της  $\Psi$  και της  $d\Psi/dx$  στα  $x=0, x=L$  προκύπτει η εξίσωση:

$$4k_1 k_2 A_0 = \left[ (k_2 + k_1)^2 e^{-ik_2 L} - (k_2 - k_1)^2 e^{ik_2 L} \right] D e^{ik_1 L}$$

Η ποσότητα  $|D/A_0|^2$  εκφράζει το συντελεστή διάδοσης του σωματιδίου και συμβολίζεται με  $T$ . Από την εξίσωση αυτή μπορούμε να αναγνωρίσουμε διάφορες ιδιότητες του σκεδαζόμενου συστήματος:

1. Για  $k_1 \ll k_2$  (η ενέργεια του εισερχόμενου σωματιδίου  $E$  είναι πολύ μικρότερη από το δυναμικό  $V_0$ ) έχουμε:

$$4k_1 k_2 A_0 \approx k_2^2 (e^{-ik_2 L} - e^{ik_2 L}) D e^{ik_1 L} = -(2ik_2^2 \sin k_2 L) D e^{ik_1 L}$$

$$\text{και επομένως } T \approx \frac{4k_1^2}{k_2^2 \sin^2 k_2 L}$$

Σε αυτήν την περίπτωση το  $k_1$  είναι ανάλογο του  $\sqrt{E}$  και το  $k_2 = \sqrt{2m(E+V_0)}/\hbar$  παραμένει σχεδόν αμετάβλητο για διάφορες τιμές του  $E$ . Συνεπώς  $T \sim E$  και η διαβίβαση του πηγαδιού αυξάνεται γραμμικά με την ενέργεια του σωματιδίου.

2. Για  $E \gg V_0$  έχουμε  $k_1 \approx k_2$ , οπότε:

$$4k_1^2 A_0 \approx \left[ (2k_1)^2 e^{-ik_2 L} \right] D e^{ik_1 L} = 4k_1^2 D$$

και επομένως  $T \approx 1$ .

Άρα για ενέργειες σωματιδίων μεγαλύτερες από το βάθος του πηγαδιού η διαβίβαση αγγίζει το 100%.

3. Για  $k_2 L = n\pi$  έχουμε:

$$e^{ik_2 L} = e^{-ik_2 L} = +1, (n: \text{άρτιος})$$

$$e^{ik_2 L} = e^{-ik_2 L} = -1, (n: \text{περιττός})$$

Κάτω από αυτές τις περιστάσεις η εξίσωση μας δίνει:

$$4k_1 k_2 A_0 = \pm \left[ (k_2 + k_1)^2 - (k_2 - k_1)^2 \right] D e^{ik_1 L}$$

και επομένως:

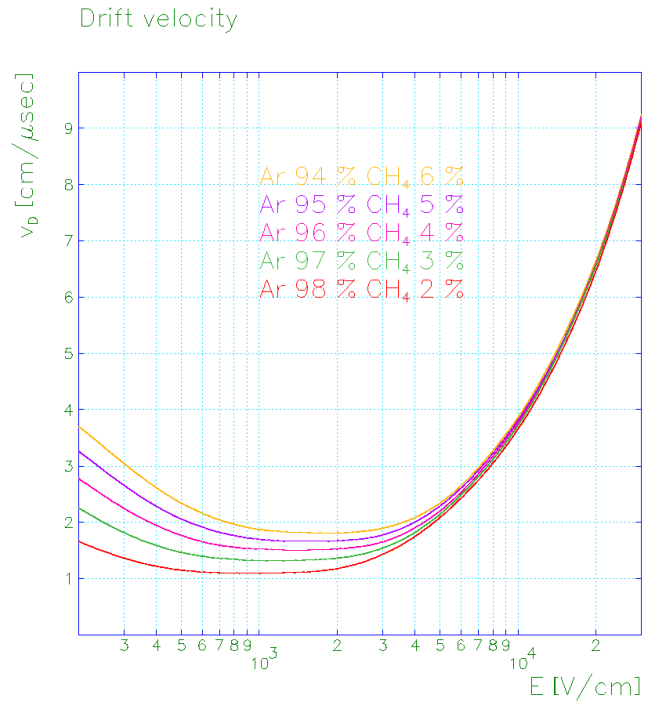
$$A_0 = \pm D e^{ikL} \text{ και } T = 1$$

Καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι για ενέργειες για τις οποίες ισχύει  $k_2 L = n\pi$  το πηγάδι είναι απολύτως διάφανο για τα εισερχόμενα σωματίδια. Η συνθήκη ώστε  $k_2 = n\pi/L$  απαιτεί το μήκος του πηγαδιού  $L$  να ισούται με ακέραιο πολλαπλάσιο του μισού μήκους κύματος  $\lambda_2$  της κυματοσυνάρτησης  $\Psi_{II}$  μέσα στο πηγάδι. Ισχύει ότι  $k_2 = 2\pi/\lambda_2$  και επομένως:

$$2L = n\lambda_2$$

Αν λοιπόν ένα άτομο ακτίνας  $R$  θεωρηθεί ως ένα απλό τετραγωνικό πηγάδι πλάτους  $L = 2R$ , θα πρέπει να περιμένουμε ένα ελάχιστο στην ενεργό διατομή για  $\lambda_2 = 4R$ , το οποίο αντιστοιχεί σε κινητική ενέργεια ηλεκτρονίου μέσα στο πηγάδι ίση με  $\frac{h^2}{2m\lambda_2^2}$ , ή  $\frac{h^2}{32mR^2}$ . Για  $R \approx 1 \text{ \AA}$  η αναμενόμενη τιμή της είναι 10eV. Ωστόσο απαιτείται ένα τρισδιάστατο μοντέλο για πιο ακριβή αποτελέσματα.

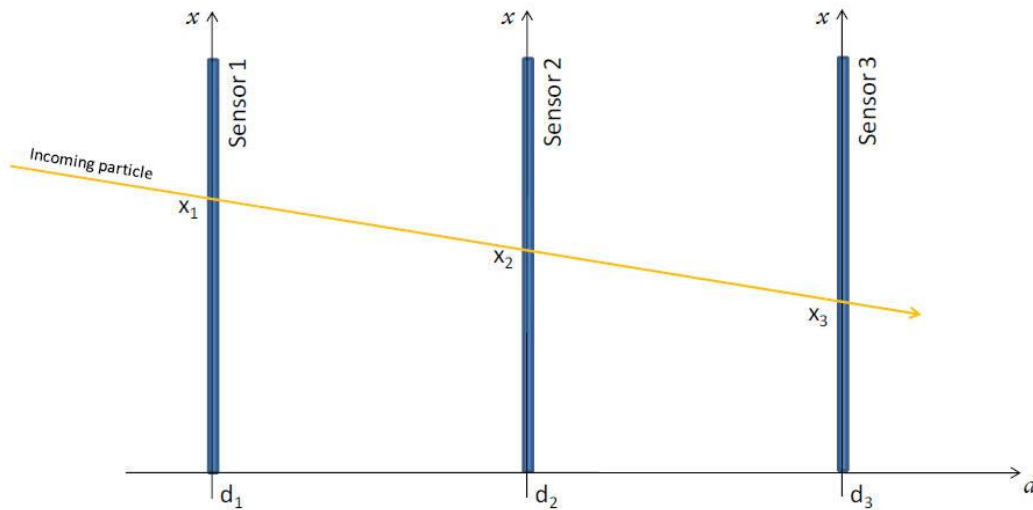
Παρατηρούμε ότι η ταχύτητα ολίσθησης συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου αυξάνεται με την αύξηση της ποσόστωσης του  $\text{CH}_4$  μέχρι ένα σημείο, πέρα από το οποίο σχεδόν ταυτίζονται. Αυτό σημαίνει ότι για μεγάλες τιμές του ηλεκτρικού πεδίου η ταχύτητα ολίσθησης εξαρτάται μόνο από το βασικό αέριο του μίγματος



## 4. ΧΩΡΙΚΗ ΔΙΑΚΡΙΤΙΚΗ ΙΚΑΝΟΤΗΤΑ ΣΕ ΘΑΛΑΜΟΥΣ ΙΟΝΙΣΜΟΥ

Προκειμένου να ανακατασκευάσουμε την τροχιά ενός ιονισμένου σωματιδίου απαιτείται η ανίχνευση των θέσεων του μέσα στο χώρο του ανιχνευτή. Η τεχνική που χρησιμοποιείται για αυτό το σκοπό συνίσταται στη διαμεσολάβηση διαφόρων επιπέδων αισθητήρων που έχουν την ικανότητα να ανιχνεύουν τις θέσεις από τις οποίες διέρχεται το σωματίδιο, ώστε από τη σύνθεση των πληροφοριών για αυτά τα σημεία να μπορεί να ανακατασκευαστεί η τροχιά του. Σπουδαίο ρόλο σε αυτό το εγχείρημα παίζει η χωρική διακριτική ικανότητα του κάθε θαλάμου, δηλαδή η ακρίβεια με την οποία μπορούμε να γνωρίζουμε αυτές τις θέσεις.

Μία από τις τεχνικές που μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε συνίσταται στην αξιοποίηση ενός συστήματος ανιχνευτών γνωστής διακριτικής ικανότητας για τον υπολογισμό της διακριτικής ικανότητας σε έναν καινούριο.



Για λόγους απλότητας θεωρούμε ένα μονοδιάστατο σύστημα όπου χρησιμοποιούμε τρεις αισθητήρες για την ανίχνευση των συντεταγμένων  $x_1, x_2, x_3$  της τροχιάς του σωματιδίου σε τρεις διαφορετικές θέσεις  $d_1, d_2, d_3$ , ώστε από τη θέση των δύο σημείων να υπολογίσουμε τη θέση του τρίτου. Θεωρώντας  $a$  και  $b$  τις γνωστές θέσεις υπολογίζουμε την αναμενόμενη τιμή της τρίτης  $c$ :

$$\hat{x}_c = \frac{x_b - x_a}{d_b - d_a} d_c + x_a$$

και η διαφορά της αναμενόμενης τιμής από την πραγματική, το λεγόμενο «υπόλοιπο», θα είναι:

$$e = x_c - \hat{x}_c = x_c - \frac{x_b - x_a}{d_b - d_a} d_c - x_a$$

Αν θεωρήσουμε ότι η αβεβαιότητα στη μέτρηση της θέσης έχει γκαουσιανή κατανομή πιθανότητας με απόκλιση  $\sigma$ , τα υπόλοιπα θα έχουν επίσης γκαουσιανή κατανομή πιθανότητας:

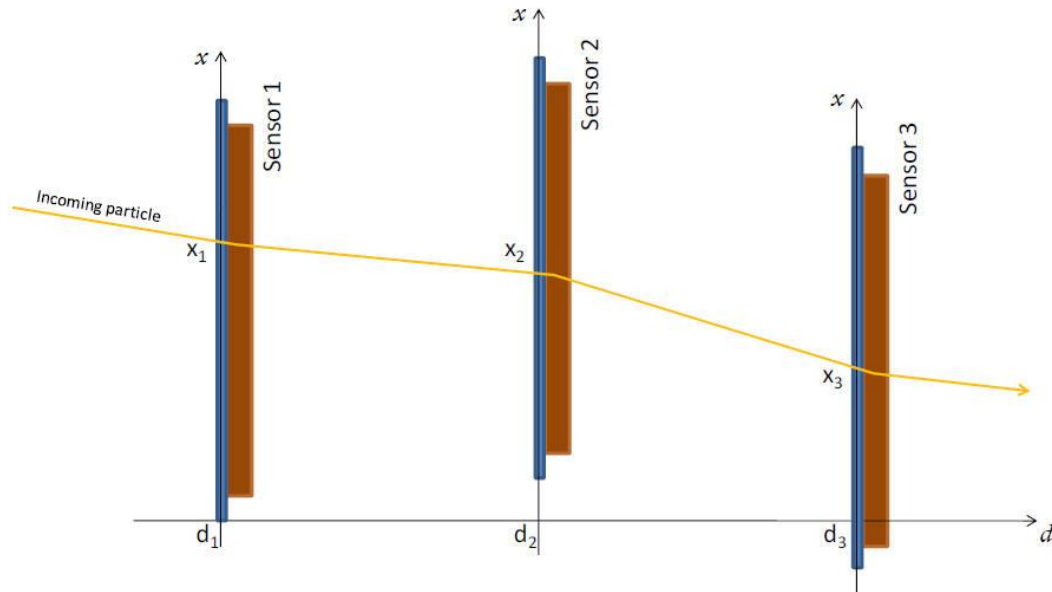
$$\sigma_e = \sigma \sqrt{2(k^2 - |k| + 1)}, \text{ όπου } k = \frac{d_c}{d_b - d_a}$$

Συνεπώς γνωρίζοντας την απόκλιση των υπολοίπων και τη γεωμετρία του συστήματος μπορούμε να υπολογίσουμε τη χωρική διακριτική ικανότητα  $\sigma$  του ανιχνευτή.

Το σύστημα που περιγράψαμε αποτελεί βεβαίως ιδανική περίπτωση, καθώς υπάρχουν διάφοροι παράγοντες αβεβαιότητας, σημαντικός μεταξύ των οποίων είναι το πάχος του ανιχνευτή που προκαλεί εκτροπή των εισερχομένων σωματιδίων μέσω του φαινομένου της πολλαπλής σκέδασης. Αποτέλεσμα είναι η προσθήκη μιας επιπλέον συνεισφοράς στις συντεταγμένες της μετρούμενης θέσης, η οποία μεγαλώνει την κατανομή των υπολοίπων:

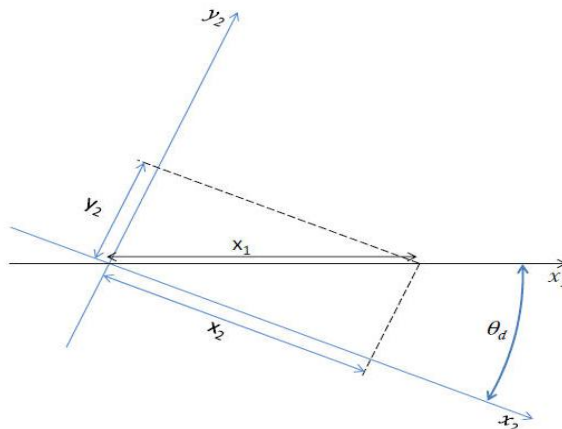
$\sigma^2 = \sigma_r^2 + \sigma_s^2$ , όπου  $\sigma_r$  η πραγματική διακριτική ικανότητα και  $\sigma_s$  η συνεισφορά λόγω πολλαπλών σκεδάσεων.

Περαιτέρω πηγή αβεβαιότητας αποτελεί η ελλiptής ευθυγράμμιση των διαφόρων στοιχείων. Κάθε ανιχνευτής, όντας στερεό σώμα, έχει έξι διαφορετικούς βαθμούς ελευθερίας, δηλαδή τρεις μεταφορές και τρεις στροφές. Η επίδραση των δύο μεταφορικών κάθετα στη διεύθυνση του σωματιδίου στην κατανομή των υπολοίπων είναι μια απλή μετατόπιση της κορυφής της γκαουσιανής κατανομής. Η μεταφορά κατά μήκος της διεύθυνσης του σωματιδίου προσθέτει μια αβεβαιότητα στη συντεταγμένη  $d$ , εκτός κι αν η απόσταση μεταξύ ανιχνευτών είναι αρκετά μεγάλη συγκρινόμενη με την αβεβαιότητα στη θέση.



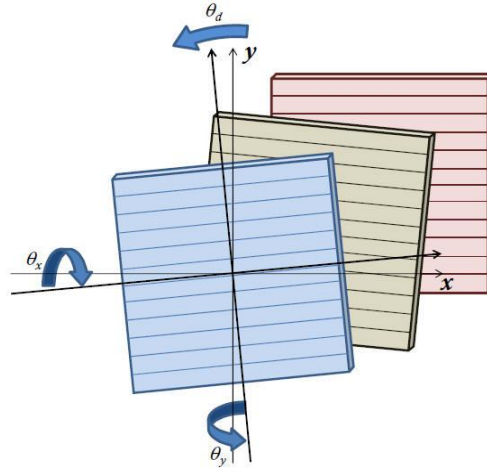
Αναφορικά με τις στροφές γύρω από τους  $x, y$  άξονες, η επίδραση φαίνεται στην εικόνα, και μαθηματικά:

$$x_2 = x_1 \frac{1}{\cos(\theta_y)}, y_2 = y_1 \frac{1}{\cos(\theta_x)}$$



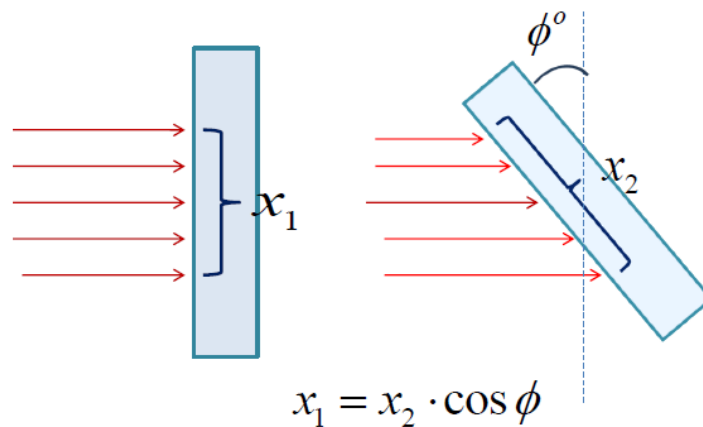
Όταν η κλίση αφορά τη  $\theta_d$  η κατάσταση περιπλέκεται επειδή κάθε συντεταγμένη  $x, y$  του ανιχνευτή σχετίζεται και με τις δύο του συντεταγμένες του άλλου ανιχνευτή. Η στροφή γύρω από τον άξονα  $x$  παράλληλα στη διεύθυνση της δέσμης παίρνει τη μορφή:

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ y_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta_d) & -\sin(\theta_d) \\ \sin(\theta_d) & \cos(\theta_d) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \end{pmatrix}$$



### ΜΕΓΕΘΗ ΑΠΟ ΤΑ ΟΠΟΙΑ ΕΞΑΡΤΑΤΑΙ Η ΧΩΡΙΚΗ ΔΙΑΚΡΙΤΙΚΗ ΙΚΑΝΟΤΗΤΑ

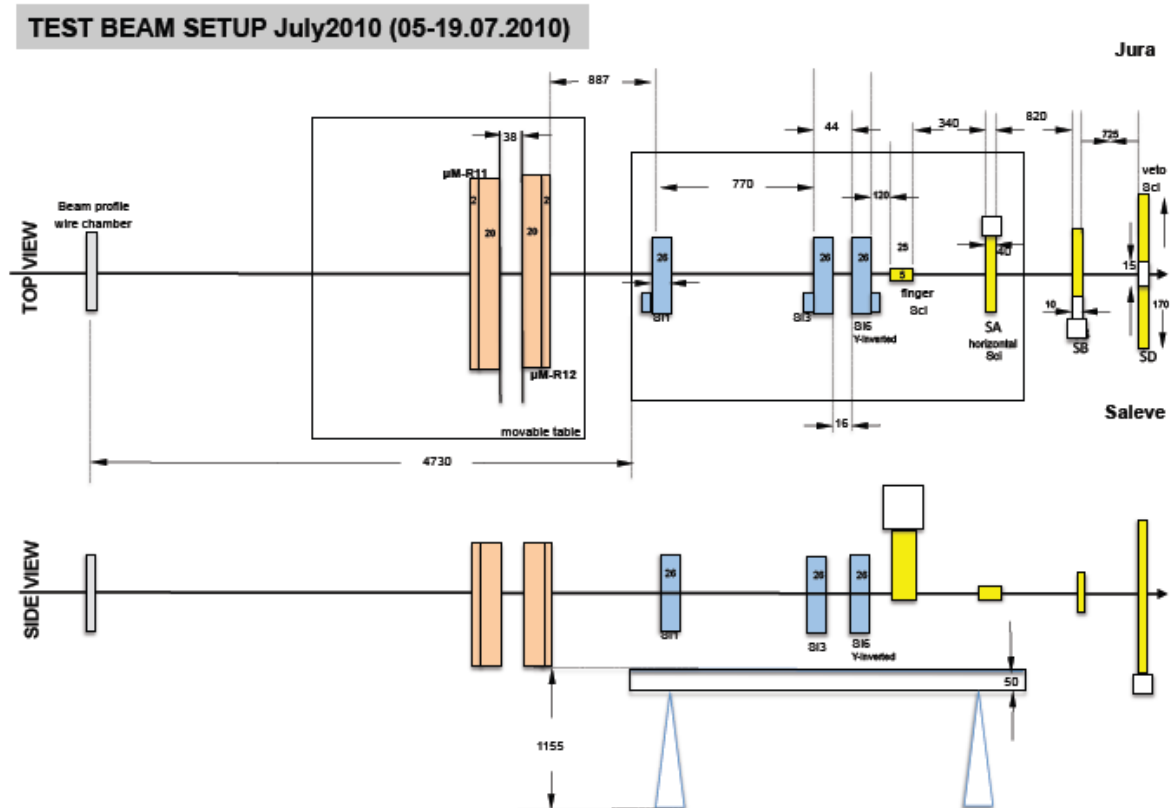
1. Το μήκος της περιοχής ενίσχυσης: όσο αυξάνεται το μήκος του μεγαλώνει η αβεβαιότητα στη θέση γιατί με αυτόν τον τρόπο αυξάνεται η εγκάρσια διάχυση των ηλεκτρονίων της χιονοστιβάδας, αφού αυξάνεται η διαδρομή ολίσθησης των ηλεκτρονίων.
2. Το μίγμα των αερίων μέσα στον ανιχνευτή: η αύξηση της πρόσμιξης αερίου προς ένταση του φαινομένου Penning βελτιώνει τη χωρική διακριτική ικανότητα, αρκεί η ποσόστωση να είναι σε λογικά πλαίσια, γεγονός που αφορά τη σωστή λειτουργία του ανιχνευτή αλλά την ασφάλεια του πειράματος.
3. Το μήκος των strips από τα οποία λαμβάνεται το σήμα: όσο μεγαλύτερα είναι τα strips τόσο αυξάνεται η αβεβαιότητα στη θέση λόγω της πληθώρας των σημάτων που παράγονται κατά τη χιονοστιβάδα και κατά συνέπεια της αδυναμίας διαχωρισμού ενός σμήνους από κάποιο άλλο στην περίπτωση που ανιχνευθούν από το ίδιο strip.
4. Η γωνία υπό την οποία εισέρχονται τα σωματίδια: αυτή πλαταίνει την κατανομή των υπολοίπων (residuals) και επομένως αυξάνεται η απόκλιση της κατανομής, άρα και η αβεβαιότητα στη θέση.





## 5. TEST BEAM

Το τελευταίο test beam του MAMMA διεξήχθη το καλοκαίρι του 2010 (Ιούλιος-Αύγουστος) στο CERN. Η δοκιμή έγινε στο H6 στην τοποθεσία Pr\_evessin. Τα δεδομένα του πειράματος που αναλύουμε έχουν ληφθεί στις 15 και 16 Ιουλίου 2010 και η πειραματική διάταξη είναι η ακόλουθη:



Δύο micromegas είναι τοποθετημένοι σε κινούμενο τραπέζι σε μέγιστη απόσταση 4730mm από τη δέσμη. Πρόκειται για τρεις resistive micromegas, τους R11,R12,R13, καθώς κι ένας θάλαμος ευρείας επιφάνειας P3 σε δέσμη θετικών πονίων ενέργειας  $120\text{GeV}/c$ , από τους οποίους μελετήσαμε τους R12,R13 και P3. Σε απόσταση 887mm τοποθετείται ο πρώτος silicon, σε απόσταση 770mm από τον πρώτο τοποθετείται ο δεύτερος και σε απόσταση 44mm από το δεύτερο τοποθετείται ο τρίτος silicon.

Ο micromegas R13 έχει τα ακόλουθα χαρακτηριστικά:

- Διαστάσεις: πλάτος (mm): 200, μήκος (mm): 200, ύψος (mm): 20
- Περιοχές ολίσθησης και πολλαπλασιασμού:

Ampification gap ( $\mu\text{m}$ ): 128, drift gap (mm): 5

- Πλέγμα: pitch (μm): 63, διάμετρος (μm): 18, υλικό: ατσάλι
- Strips: pitch (μm): 250, πλάτος (μm): 150, μήκος (μm): 70
- Αέριο: Ar: 93% , CO<sub>2</sub>: 7%
- Τάση: drift: 700/740V , mesh: 500/540V

Όσον αφορά τον R12:

- Διαστάσεις: πλάτος (mm): 200, μήκος (mm): 200, ύψος (mm): 20
- Περιοχές ολίσθησης και πολλαπλασιασμού:  
Amplification gap (μm): 128, drift gap (mm): 5
- Πλέγμα: pitch (μm): 63, διάμετρος (μm): 18, υλικό: ατσάλι
- Strips: pitch (μm): 250, πλάτος (μm): 150, μήκος (μm): 70
- Αέριο: Ar: 93% , CO<sub>2</sub>: 7%
- Τάση: drift: 700/740V , mesh: 500/540V

Και τον P3:

- Διαστάσεις: πλάτος (mm): 600, μήκος (mm): 1400, ύψος (mm): 35
- Περιοχές ολίσθησης και πολλαπλασιασμού:  
Amplification gap (μm): 128, drift gap (mm): 5
- Πλέγμα: pitch (μm): 450, διάμετρος (μm): 18, υλικό: ατσάλι
- Strips: pitch (μm): 250/500, πλάτος (μm): 150/400, μήκος (μm): 350/800
- Αέριο: Ar: 85% , CO<sub>2</sub>: 15%
- Τάση: drift: 830/840V , mesh: 530/540V

Οι R12 και R13 είναι εξωτερικά όμοια αλλά έχουν διαφορετικό resistive coating, δηλαδή διαφορετική ωμική αντίσταση που προβάλλουν τα strips, 50+5 MOhm/cm και 20+5 MOhm/cm αντίστοιχα.

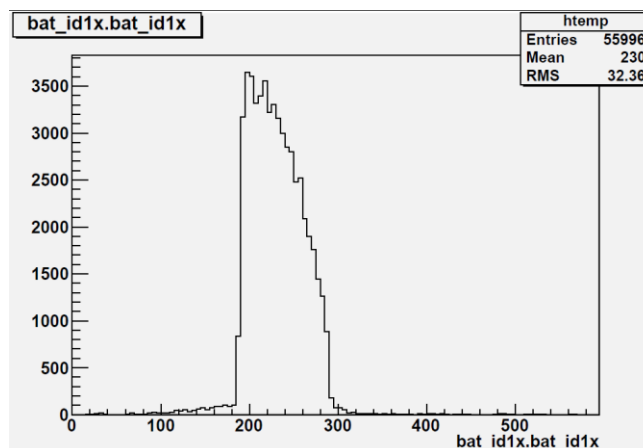
## 6. ΜΕΘΟΔΟΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΥ ΤΩΝ ΥΠΟΛΟΙΠΩΝ

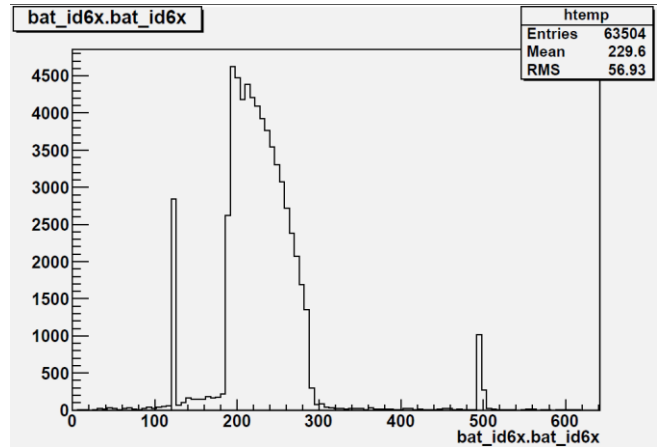
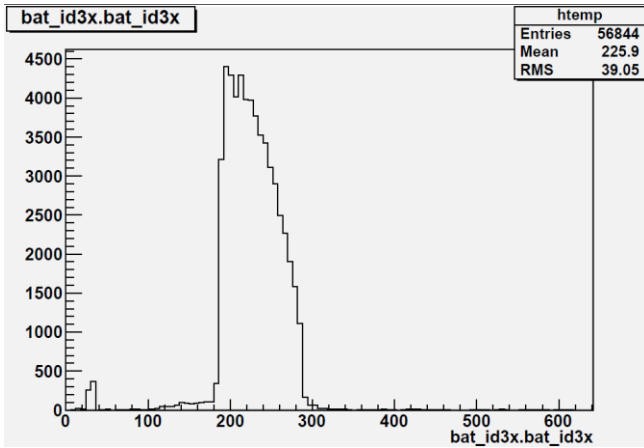
### 6.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Για την ανάλυση των δεδομένων χρησιμοποιήθηκε η ROOT. Η ROOT είναι ένα λογισμικό φυσικής υψηλών ενεργειών, μία γλώσσα προγραμματισμού η οποία χρησιμοποιείται ευρέως από φυσικούς στοιχειωδών σωματιδίων. Η ROOT δημιουργήθηκε από τους Fons Rademakers and Rene Brun το 1995. Βασικός σκοπός της συγκεκριμένης γλώσσας είναι η δημιουργία διαγραμμάτων, ιστογραμμάτων και γενικότερα plots. Τα δεδομένα που χρησιμοποιούμε στην ROOT είναι αποθηκευμένα σε ROOT files τα οποία ονομάζονται και ntuples. Τα αρχεία αυτά περιέχουν αρχεία τα οποία ονομάζονται trees και branches. Με την κατάλληλη γραφή ενός κώδικα μπορούμε να κάνουμε οποιαδήποτε ανάλυση των δεδομένων που έχουμε και να εξάγουμε τα plots που θέλουμε. Χρησιμοποιούμε την γλώσσα προγραμματισμού ROOT γιατί μπορεί να διαβάσει δεδομένα σε μορφή ntuples και να χειριστεί τεράστιο όγκο δεδομένων τα οποία μπορεί να είναι εκατομμύρια γεγονότα και φάκελοι με περιεχόμενα πολλών gigabyte. Επίσης ένα άλλο θετικό γεγονός σχετικά με την ROOT είναι ότι λειτουργεί σε πολλά λειτουργικά περιβάλλοντα (windows, mac κ.α) και ότι είναι διαθέσιμη εντελώς δωρεάν.

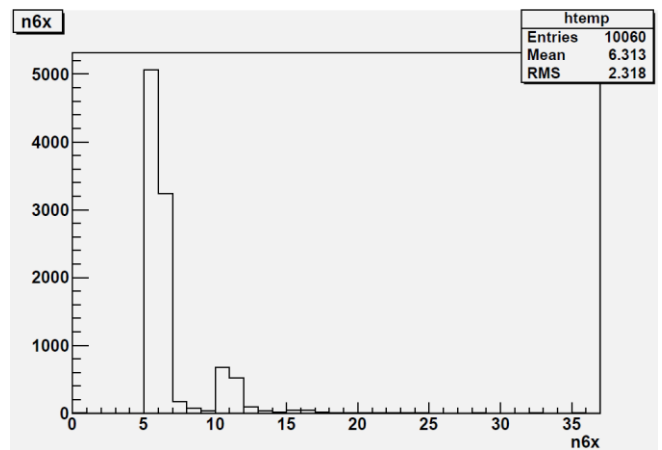
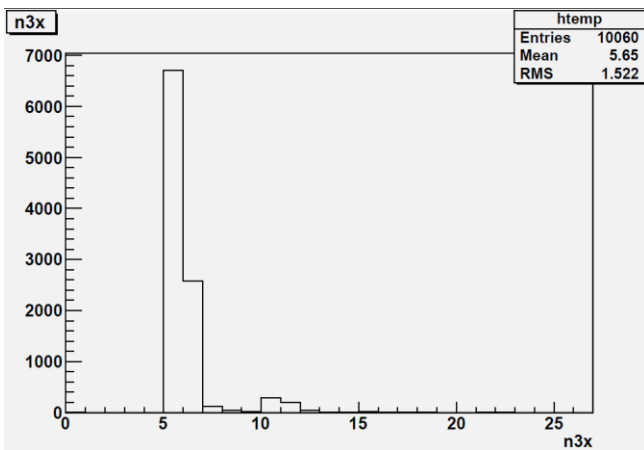
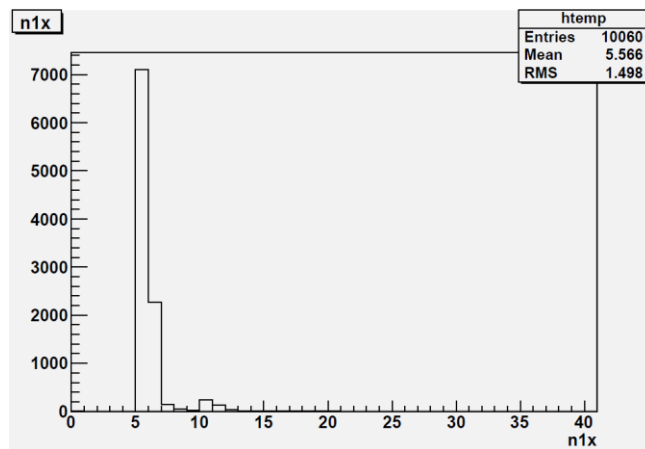
### 6.2. ΜΕΘΟΔΟΣ ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗΣ

Τα δεδομένα μας που αφορούν τους silicon είναι οι θέσεις που έχουν χτυπηθεί τα strips και το φορτίο που συλλέχθηκε. Η μέθοδος αναφέρεται σε ένα run 10060 γεγονότων όταν ο ανιχνευτής micromegas είναι τοποθετημένος υπό γωνία 0 μοιρών και τα αποτελέσματα θα συγκριθούν στο τέλος με τις περιπτώσεις που είναι στραμμένος κατά γωνία 10, 20, 30 και 40 μοιρών ως προς την αρχική του θέση. Τα ιστογράμματα που παρουσιάζουν τις θέσεις στις οποίες έχουν χτυπηθεί οι τρεις silicon, όπου οι καταλήξεις 1x, 3x, 6x αναφέρονται στον πρώτο, στο δεύτερο και στον τρίτο silicon αντίστοιχα, είναι:



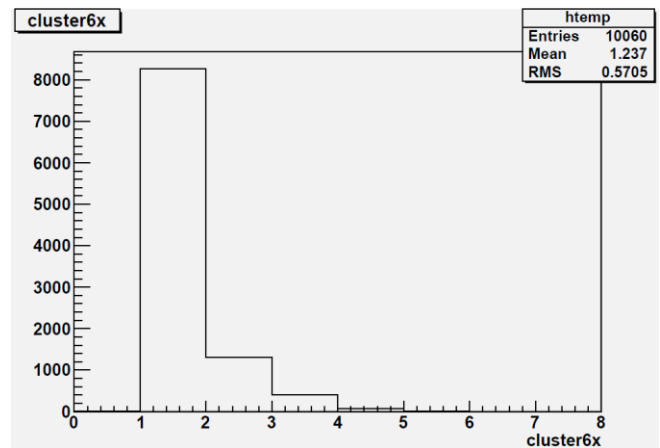
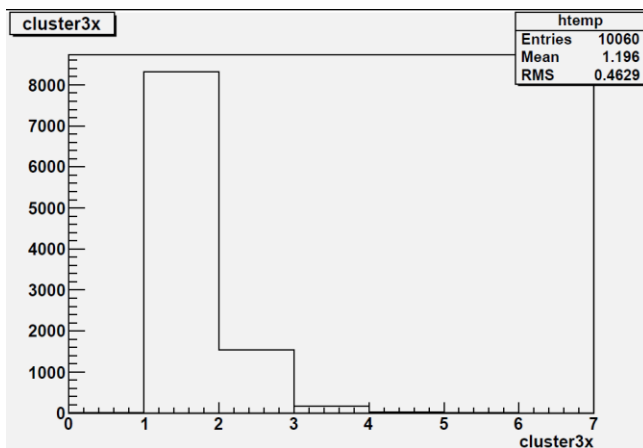
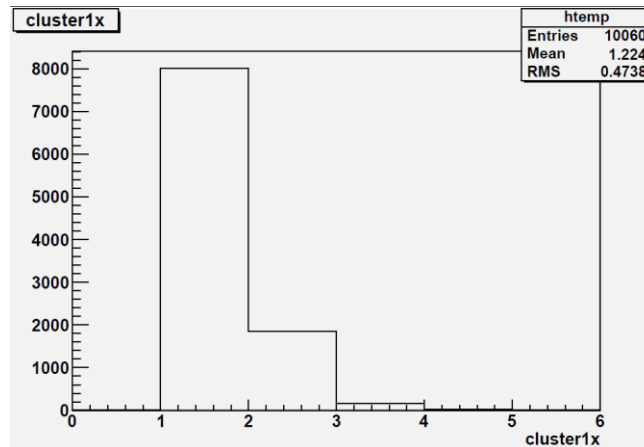


Αρχικά υπολογίζουμε τον αριθμό των strips που έχουν χτυπηθεί σε καθένα από τα γεγονότα ξεχωριστά και αντίστοιχα στον καθένα από τους τρεις silicon και κατασκευάζουμε ένα ιστόγραμμα που παρουσιάζει την κατανομή τους:



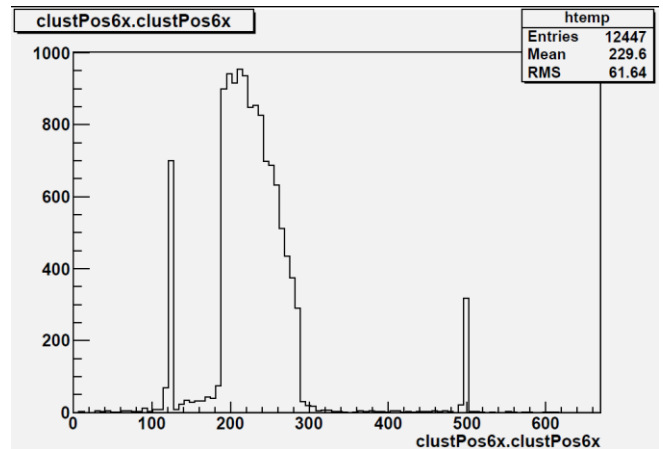
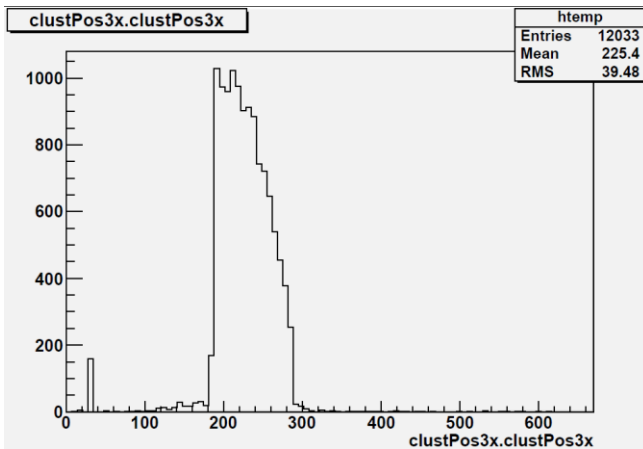
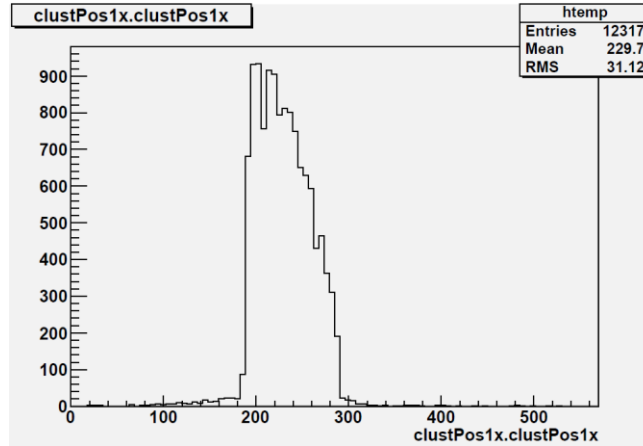
Παρατηρούμε κατ' αρχάς ότι η πλειονότητα των γεγονότων έχουν χτυπήσει πέντε strips, στον 1x και στον 3x πρόκειται για 7000 από τα 10060 γεγονότα, ενώ στον 6x για 5000 γεγονότα.

Γνωρίζουμε ότι το κάθε γεγονός μπορεί να παράγει clusters με μέγεθος μεγαλύτερο της μονάδας, συνεπώς επόμενο βήμα μας είναι να υπολογίσουμε τον αριθμό των clusters που αντιστοιχεί σε κάθε γεγονός στους τρεις silicon. Η λογική με την οποία ξεχωρίζουμε ένα cluster από το επόμενο απαιτεί να έχουν χτυπηθεί διαδοχικά strips:



Το συμπέρασμα που εξάγουμε από τα ιστογράμματα είναι ότι κατά προσέγγιση το 80% των γεγονότων παράγει μόνο ένα cluster και στους τρεις silicon, και αυτά είναι τα γεγονότα που επιλέγουμε για την περαιτέρω ανάλυσή μας.

Γνωρίζοντας επομένως το σημείο που χτυπήθηκαν οι silicon και το φορτίο που εναποτέθηκε σε κάθε μία μπορούμε να κατασκευάσουμε ιστογράμματα με τις θέσεις των clusters στους τρεις silicon:



Η συλλογή του φορτίου στα silicon δε γίνεται από ένα μόνο strip, γεγονός που δυσχεραίνει την εύρεση της θέσης στην οποία θα πρέπει να αποδώσουμε το κάθε γεγονός. Για το λόγο αυτό χρησιμοποιούμε τη μέθοδο της διόρθωσης ήτα, σύμφωνα με την οποία αναδιανέμουμε το φορτίο στα strips βρίσκοντας μια διορθωμένη θέση του cluster. Η μέθοδος αυτή απαιτεί την ύπαρξη ενός μόνο cluster ανά γεγονός, επομένως επιλέγουμε μόνο τα γεγονότα που ικανοποιούν αυτή την απαίτηση.

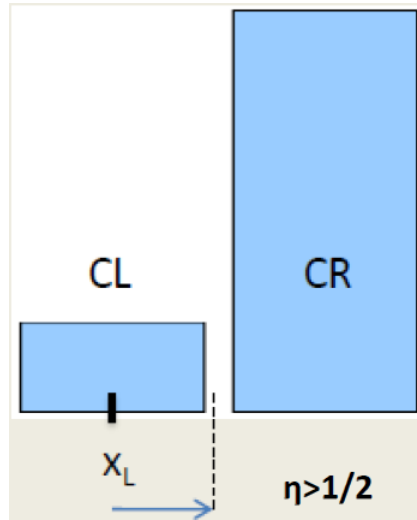
Για κάθε γεγονός ξεκινάμε από το πρώτο strip που έχει χτυπηθεί και συγκρίνουμε το φορτίο που συλλέχθηκε σε εκείνη τη θέση με το φορτίο που συλλέχθηκε στο επόμενο strip. Ο αλγόριθμος της διόρθωσης είναι

$$\eta = \frac{CR}{CR + CL},$$

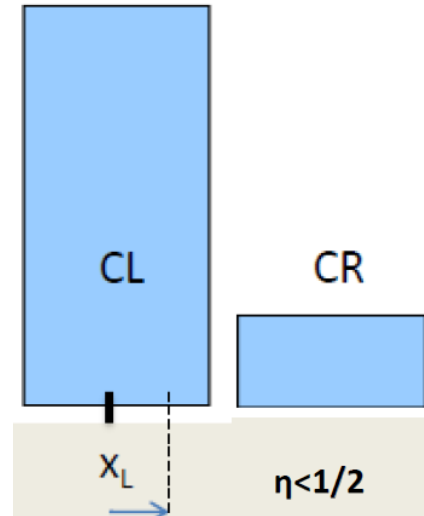
όπου  $CL$  είναι το φορτίο στο αριστερό strip από το οποίο ξεκινάμε να συγκρίνουμε και  $CR$  το φορτίο στο δεξί strip. Η νέα θέση του cluster θα είναι το άθροισμα της διόρθωσης και της θέσης του αριστερού strip:

$$x_{new} = COR + x_{left}$$

Επομένως αν το φορτίο στο αριστερό strip είναι μικρότερο από αυτό στο δεξί προκύπτει η εικόνα 15a ενώ αν είναι μεγαλύτερο στο πρώτο strip η εικόνα 15b:

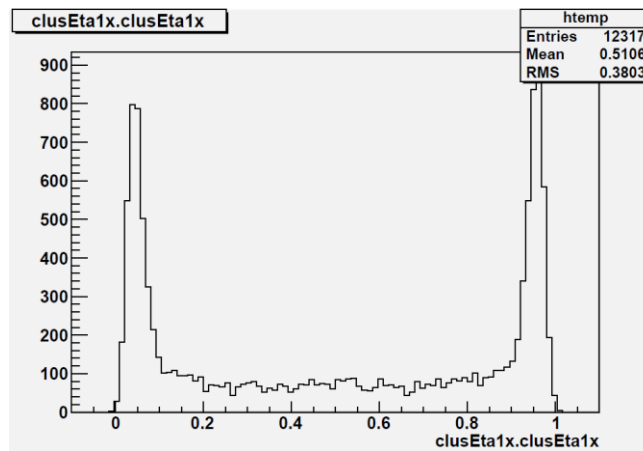


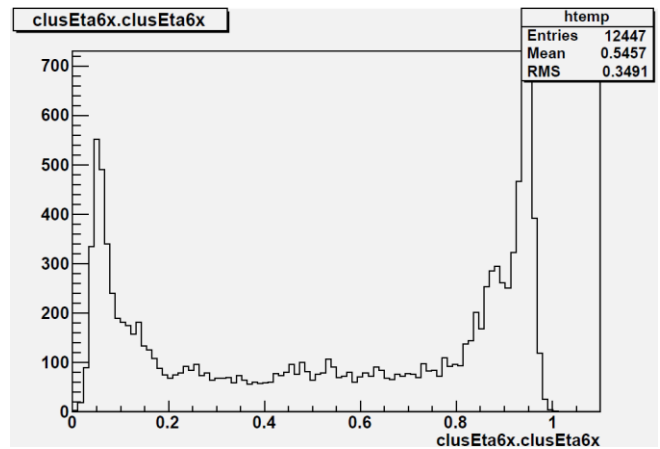
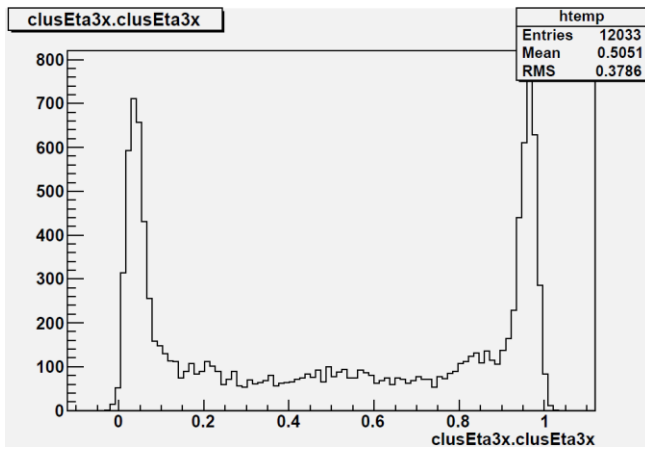
Εικόνα 15a



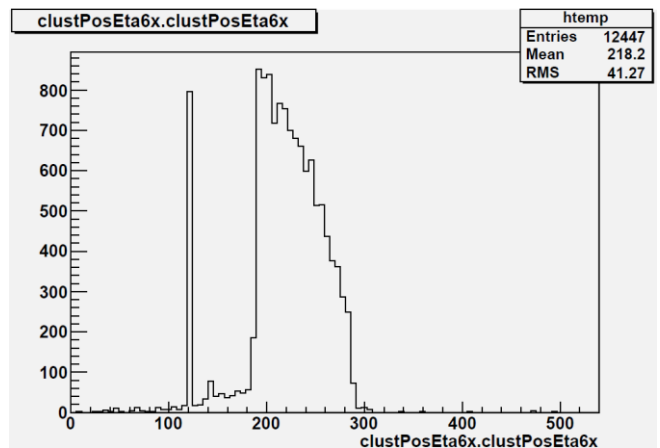
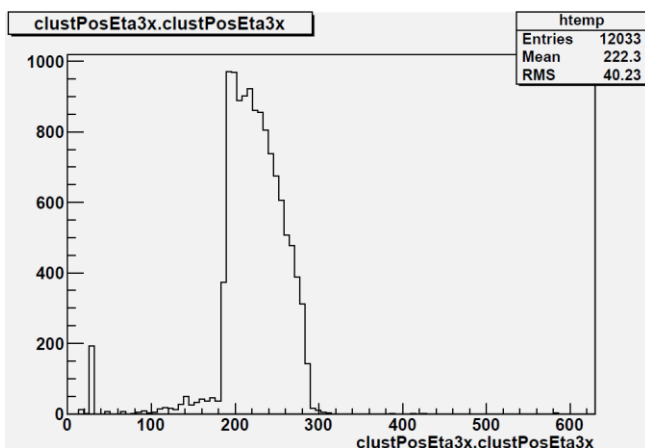
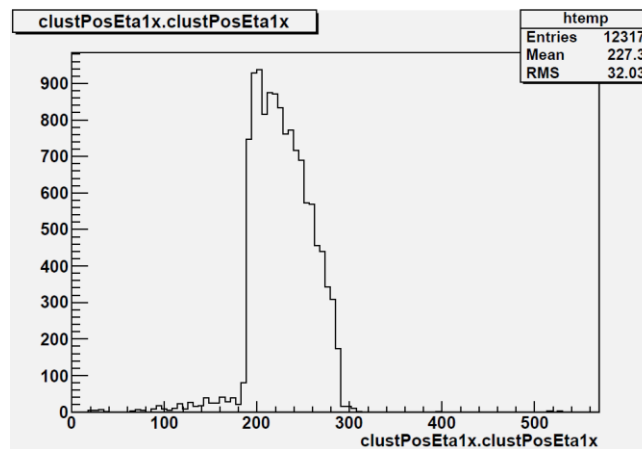
Εικόνα 15b

Οι διορθώσεις ήτα όπως προκύπτουν σε κάθε silicon παρουσιάζονται στα ιστογράμματα:





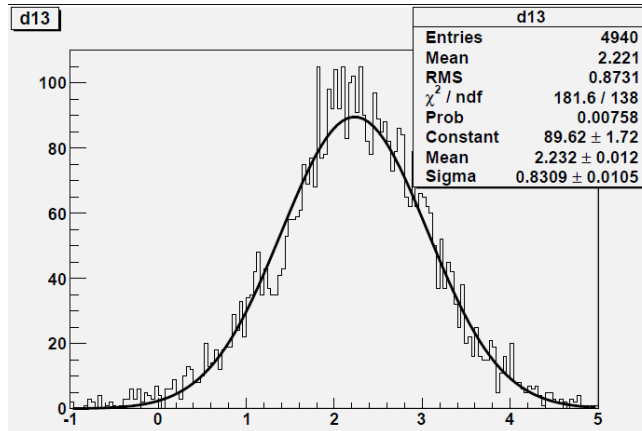
Οι νέες θέσεις σύμφωνα με τη διόρθωση ήτα θα είναι:



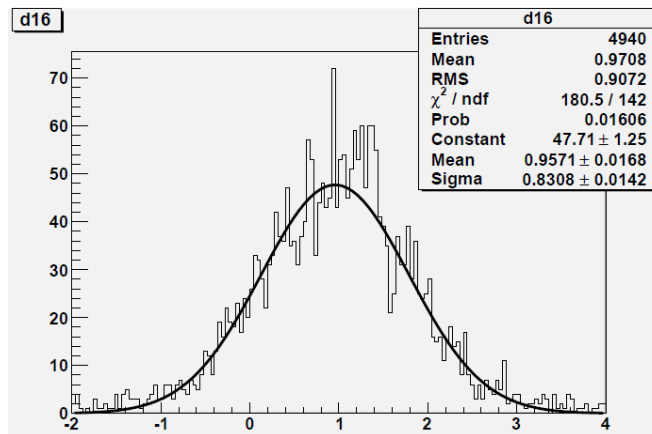


Κατόπιν απαιτείται η ευθυγράμμιση των silicon ανά δύο ώστε να διορθωθούν οι θέσεις που έχουμε υπολογίσει, αφού τα τρία silicon απέχουν αποστάσεις μεταξύ τους και στους δύο άξονες x,y, θεωρώντας το πρώτο silicon ως γνωστό και υπολογίζοντας τις αποστάσεις σε σχέση με αυτό.

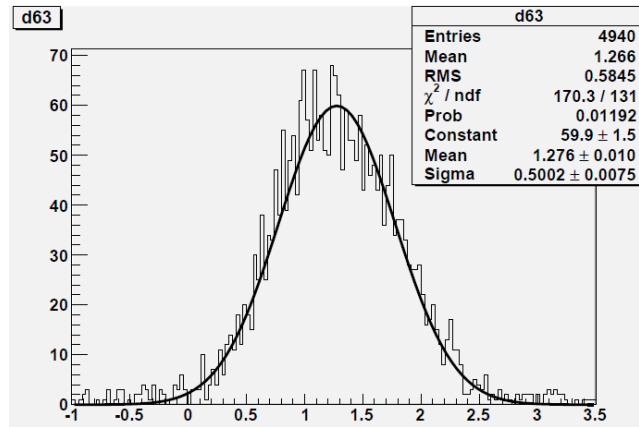
Θεωρούμε πάλι μόνο τα γεγονότα που έχουν ένα cluster και κατασκευάζουμε την κατανομή της διαφοράς των διορθωμένων θέσεων του πρώτου και του δεύτερου silicon, δηλαδή  $1x - 3x$ . Εικόνα.



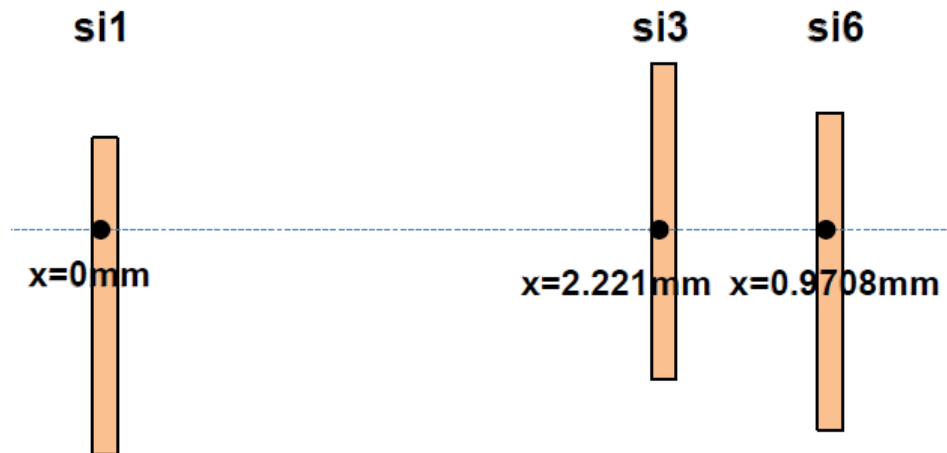
Κατόπιν κρατάμε τη μέση τιμή αυτής της κατανομής και τη χρησιμοποιούμε ως διαφορά για την ευθυγράμμιση αυτών των δύο. Επόμενα εφαρμόζουμε την ίδια μέθοδο για τη διαφορά  $1x - 6x$ , δηλαδή του πρώτου μείον του τρίτου.



Υπολογίζοντας και την κατανομή των θέσεων  $3x - 6x$  μπορούμε να θεωρήσουμε πλέον ότι τα τρία silicon έχουν ευθυγραμμιστεί.



Σύμφωνα με τους προηγούμενους υπολογισμούς οι αποστάσεις που απέχουν στον άξονα των  $x$  παρουσιάζονται στην εικόνα:



Επόμενο βήμα είναι ο υπολογισμός της καλύτερης ευθείας που ορίζεται από τα τρία σημεία στα οποία αφήνει ίχνος το σωματίδιο. Η μέθοδος που ακολουθείται είναι αυτή των ελαχίστων τετραγώνων. Σκοπός της μεθόδου είναι η εύρεση μια καλής εκτίμησης των παραμέτρων που χαρακτηρίζουν μια συνάρτηση δεδομένων. Για το σκοπό αυτό απαιτείται η εκτιμώμενη συνάρτηση να αποκλίνει όσο το δυνατόν λιγότερο από την πραγματική. Η μέθοδος ελαχίστων τετραγώνων που ακολουθούμε ανήκει στην κατηγορία των γραμμικών.

Προκειμένου να ταιριάζουμε τα δεδομένα μας ελαχιστοποιούμε το άθροισμα των τετραγώνων των υπολοίπων, δηλαδή των διαφορών ανάμεσα στα πραγματικά και τα εκτιμώμενα σημεία:

$$S = \sum_{i=1}^{i=m} r_i^2$$

όπου  $r_i$  τα υπόλοιπα και ορίζεται ως  $r_i = y_i - f(x_i)$  με  $(x_i, y_i)$  τα  $m$  ζεύγη δεδομένων που έχουμε και  $f(x_i)$  η συνάρτηση μοντέλο. Στη συγκεκριμένη περίπτωση θεωρούμε ότι ζεύγη δεδομένων μας «πέφτουν» πάνω σε ευθεία γραμμή. Συνεπώς  $f(x) = ax + b$  με  $a, b$  σταθερές. Η καλύτερη ευθεία σύμφωνα με τη γραμμική μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων είναι αυτή που ελαχιστοποιεί το:

$$S = \sum_{i=1}^{i=m} (y_i - (ax_i + b))^2$$

Τα πλεονεκτήματα της μεθόδου είναι:

1. Αν θεωρήσουμε ότι τα σφάλματα ακολουθούν κανονική κατανομή πιθανότητας, τότε ελαχιστοποιώντας το  $S$  παίρνουμε την καλύτερη προσέγγιση των  $a, b$
2. Μπορούμε εύκολα να υπολογίσουμε τις τιμές των  $a, b$  ελαχιστοποιώντας το  $S$  και εφαρμόζοντας τις συνθήκες  $\frac{\partial S}{\partial a} = 0, \frac{\partial S}{\partial b} = 0$

Κατόπιν υπολογισμών καταλήγουμε στις σχέσεις που δίνουν τους συντελεστές της ευθείας:

$$a = \frac{S_{xy}}{S_x^2}, b = \bar{y} - a * \bar{x}$$

όπου

$$S_{xy} = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} ((x_i - \bar{x}) * (y_i - \bar{y}))}{n-1}, S_x^2 = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} ((x_i - \bar{x})^2)}{n-1}$$

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} (x_i)}{n}, \bar{y} = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} (y_i)}{n}$$

Για την εκτίμηση της καλύτερης ευθείας ανά γεγονός απαιτείται ο υπολογισμός διαφορών μεγεθών:

- Άθροισμα των αποστάσεων των silicon. Έχουμε θεωρήσει τη θέση του 6 ως σημείο αναφοράς και  $z$  είναι οι αποστάσεις των υπολοίπων από τον 6. Επομένως το άθροισμα των αποστάσεων θα είναι  $sumz = z_1 + z_3 + z_6$

- Άθροισμα των διορθωμένων θέσεων του cluster στα τρία silicon, λαμβάνοντας υπόψη μας και τις διορθώσεις λόγω ευθυγράμμισής τους  $sumxeta$
- Άθροισμα των τετραγώνων των αποστάσεων  $sumz^2 = z_1^2 + z_3^2 + z_6^2$
- Άθροισμα των γινομένων των αποστάσεων και των θέσεων του cluster  $sumzxeta$
- Μέσος όρος των αθροισμάτων των διορθωμένων θέσεων  $xmeaneta = sumxeta/3$
- Μέσος όρος των αποστάσεων των silicon  $zmean = (z_1 + z_3 + z_6)/3$

Οι συντελεστές της ευθείας υπολογίζονται από τις σχέσεις:

$$beta = \frac{sumzxeta - sumxeta * zmean - sumz * xmeaneta + 3xmeaneta * zmean}{sumz^2 + 3zmeaneta^2 - 2sumz * zmean}$$

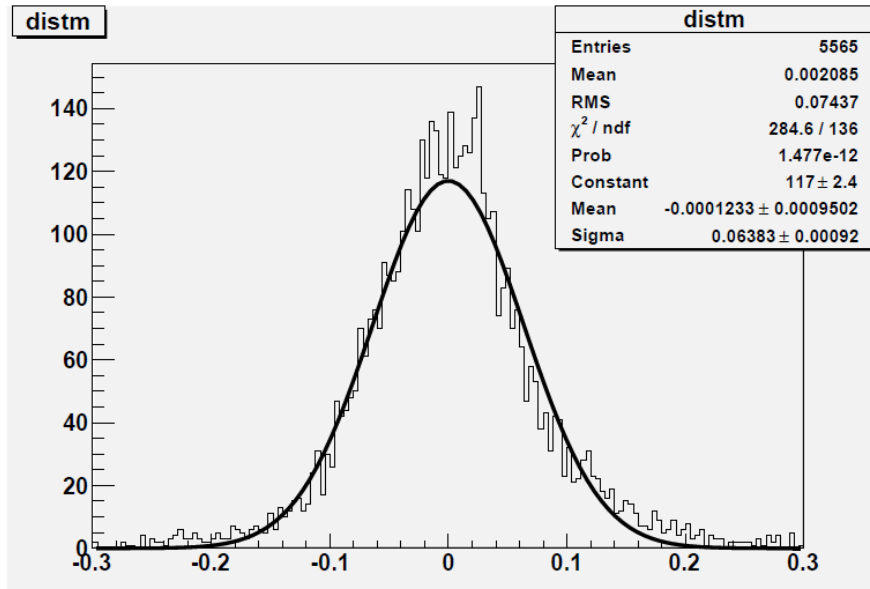
$$alpha = xmeaneta - beta * zmean$$

Επομένως η ευθεία θα έχει τη μορφή:

$$xleastmeta = alpha + beta * z_m$$

όπου  $z_m$  η απόσταση του micromegas.

Οι θέσεις  $xleastmeta$  που υπολογίζονται για το κάθε γεγονός είναι η πρόβλεψη που κάνουμε βάσει της καλύτερης ευθείας. Τα λεγόμενα υπόλοιπα (residuals) που επιθυμούμε να υπολογίσουμε είναι η διαφορά αυτών των θέσεων με τις πραγματικές θέσεις που ανιχνεύθηκαν στο micromegas. Η πραγματική θέση ενός cluster στο micromegas έχει υπολογιστεί από το κέντρο βάρους της κατανομής του φορτίου για κάθε γεγονός. Η κατανομή των υπολοίπων αναμένεται να είναι γκαουσιανή, από την απόκλιση της οποίας μπορούμε να συμπεράνουμε την ακρίβεια με την οποία ο micromegas καταγράφει τις θέσεις των clusters.

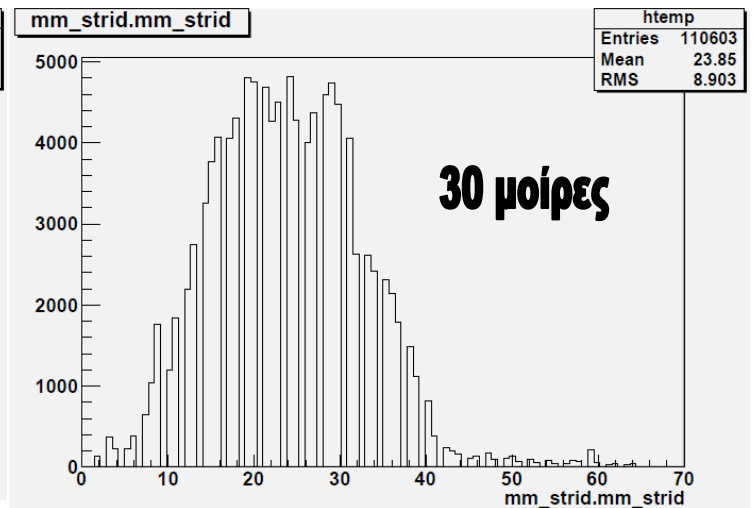
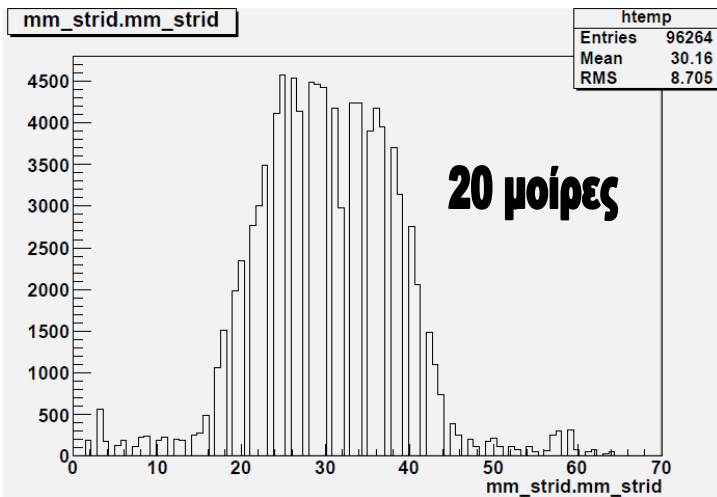
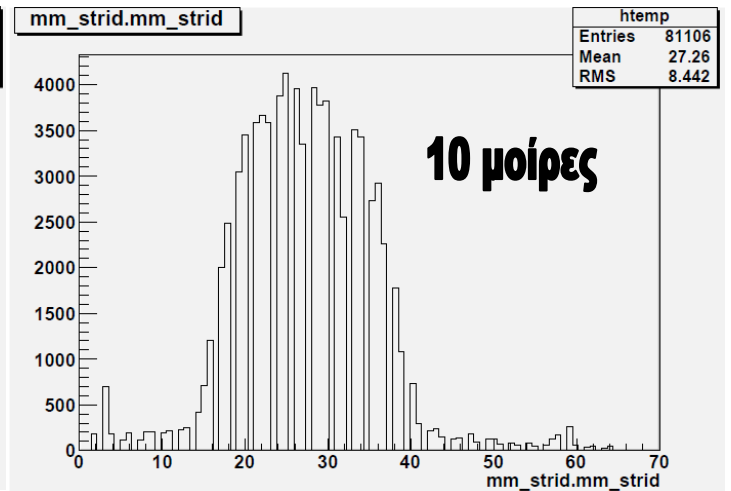
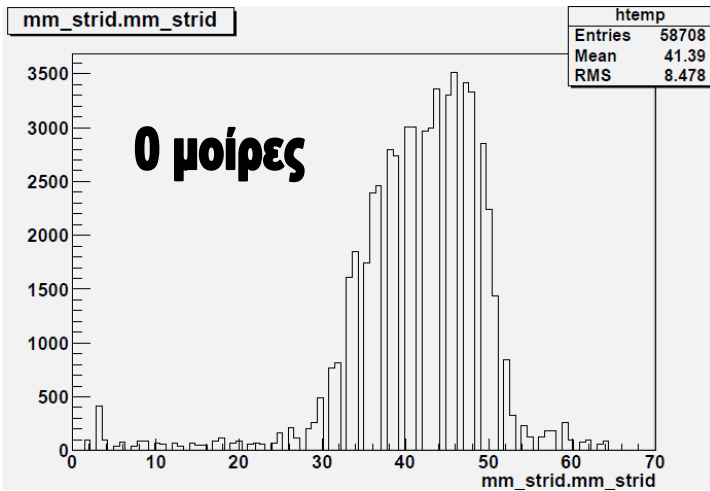


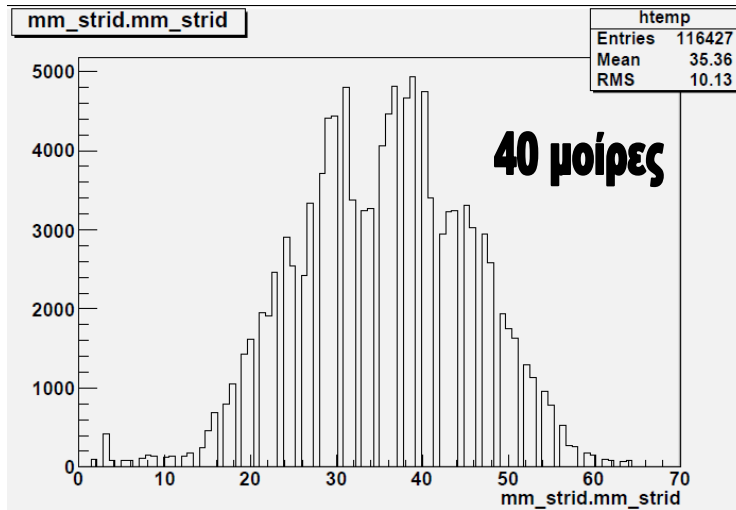
## 7. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

### 7.1. ΘΑΛΑΜΟΣ R13

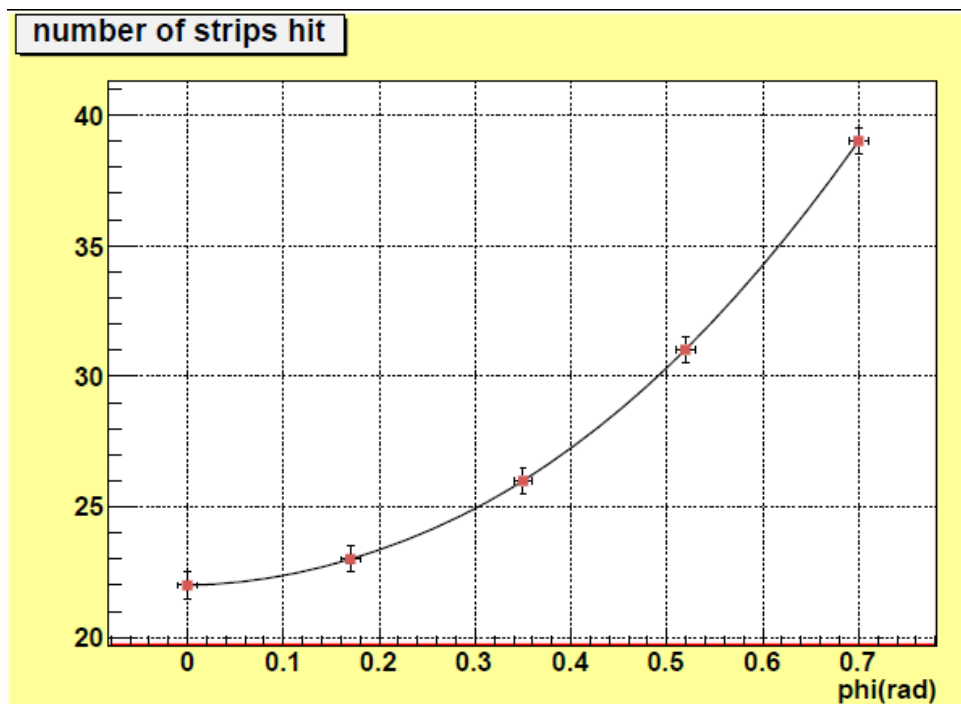
#### 7.1.1. ΑΡΙΘΜΟΣ ΤΩΝ STRIPS ΠΟΥ ΧΤΥΠΗΘΗΚΑΝ

Έχουμε προβλέψει θεωρητικά ότι αυξανόμενης της κλίσης του micromegas αναμένουμε αύξηση των strips που χτυπήθηκαν. Στα ακόλουθα ιστογράμματα παρατηρούμε πώς λαμβάνει χώρα αυτή η αύξηση:



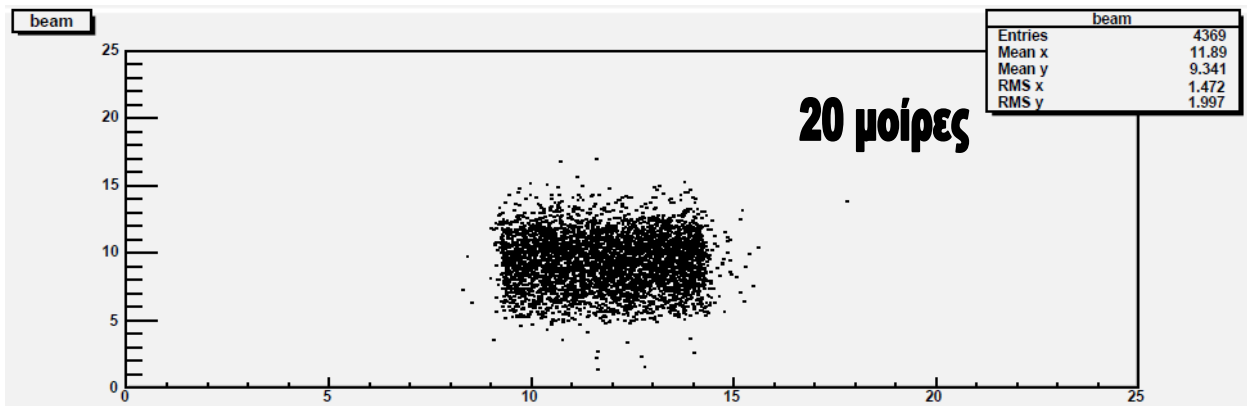
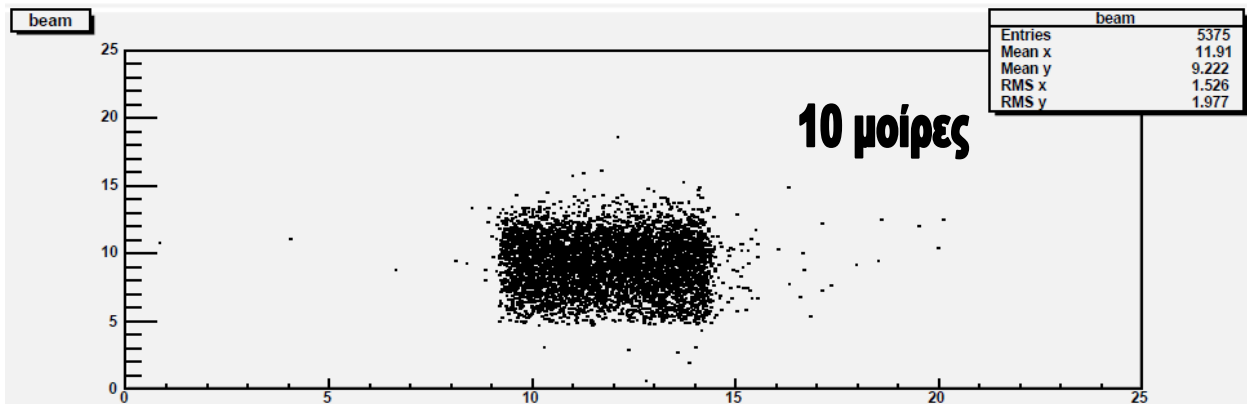
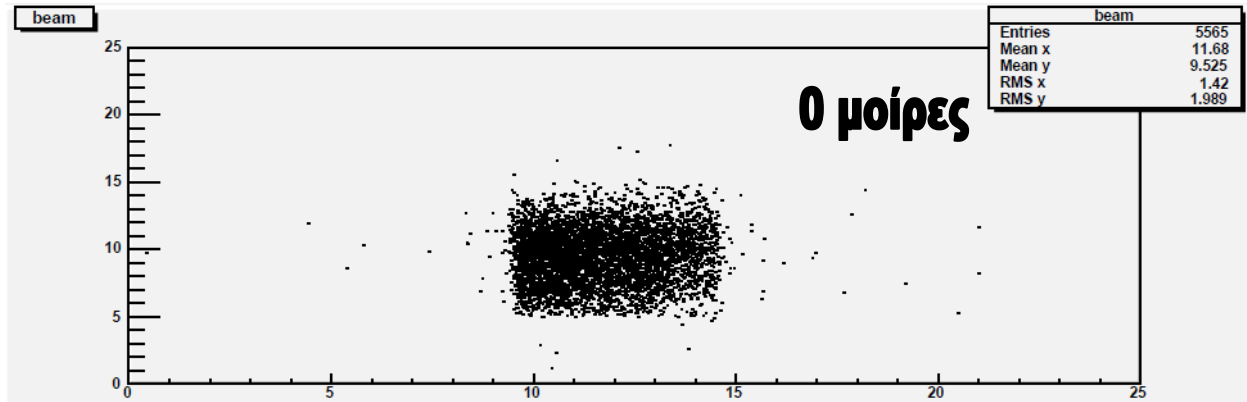


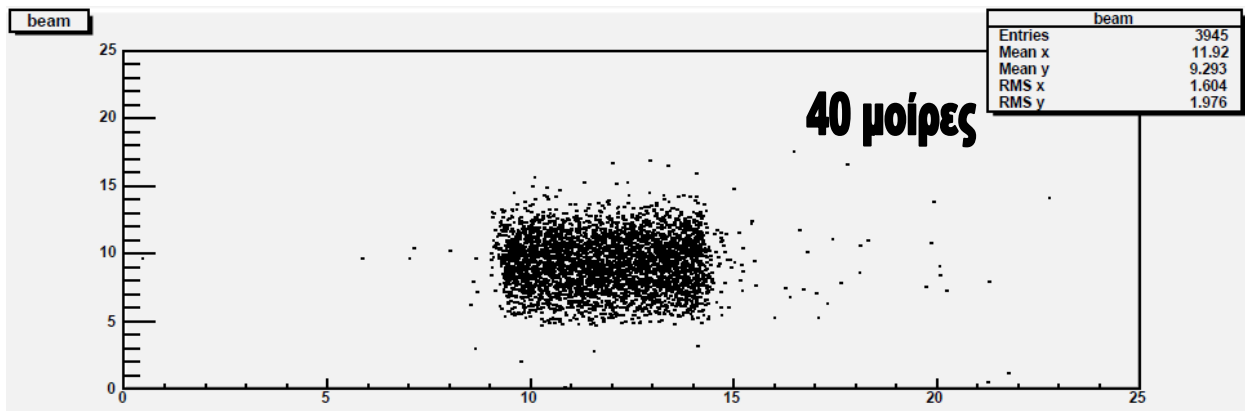
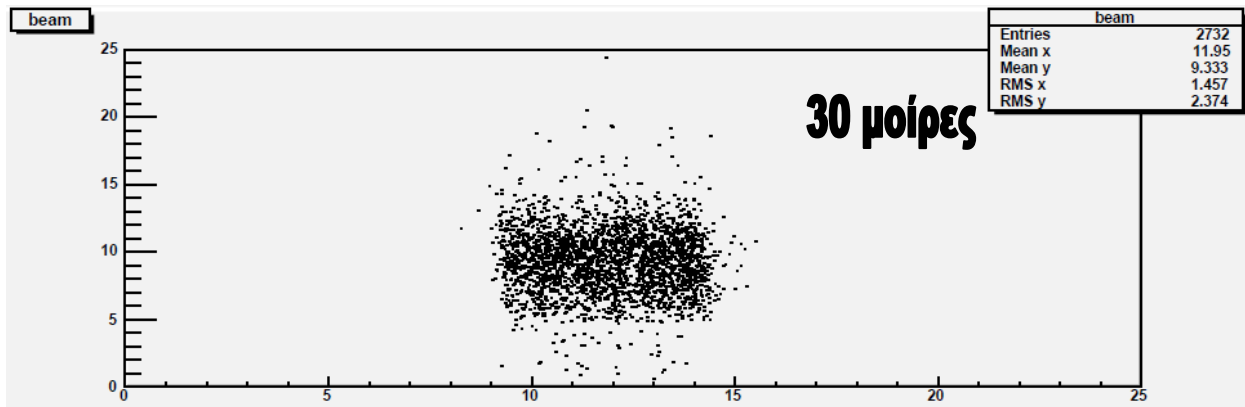
Στο ιστόγραμμα παρουσιάζεται η αύξηση των strips συναρτήσει της γωνίας των εισερχομένων σωματιδίων. Παρατηρούμε ότι η αύξηση δεν είναι γραμμική, αφού το εύρος των strips που θα χτυπηθούν εξαρτάται από το συνημίτονο της γωνίας που σχηματίζει ο micromegas με τον άξονα των  $y$ .



## 7.1.2. ΑΝΟΙΓΜΑ ΤΗΣ ΔΕΣΜΗΣ

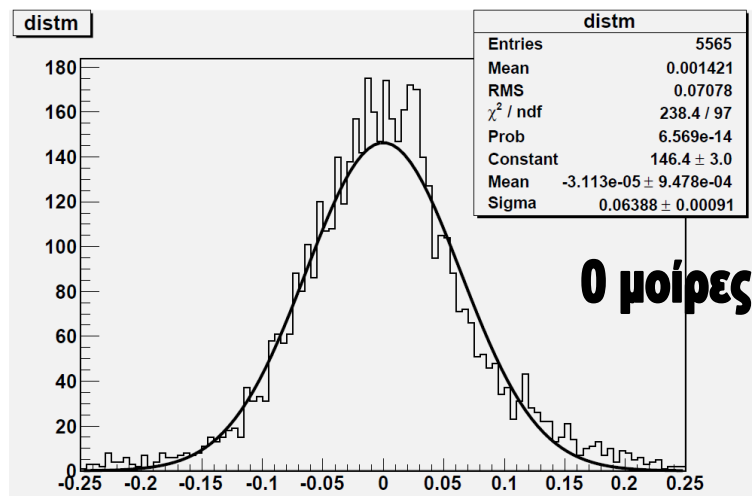
Η αύξηση των strips που χτυπήθηκαν συνεπάγεται και ένα φαινομενικό άνοιγμα στο προφίλ της δέσμης. Στα γραφήματα παρατηρούμε αυτό το άνοιγμα για τις πέντε διαφορετικές γωνίες κλίσης του ανιχνευτή από το RMS στους δύο άξονες:



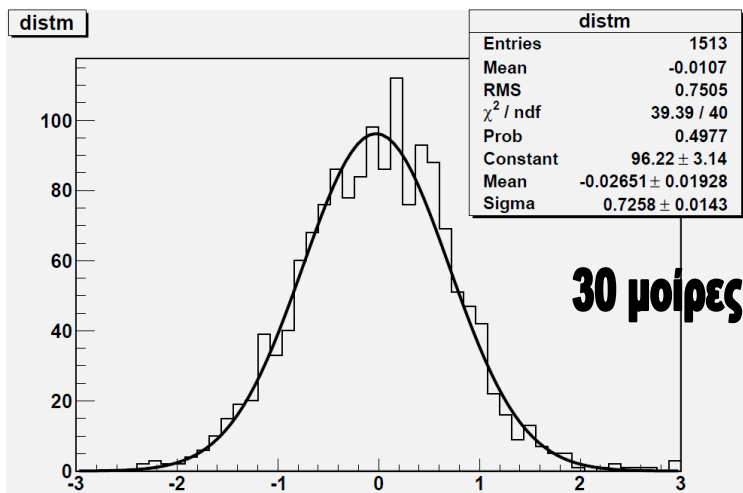
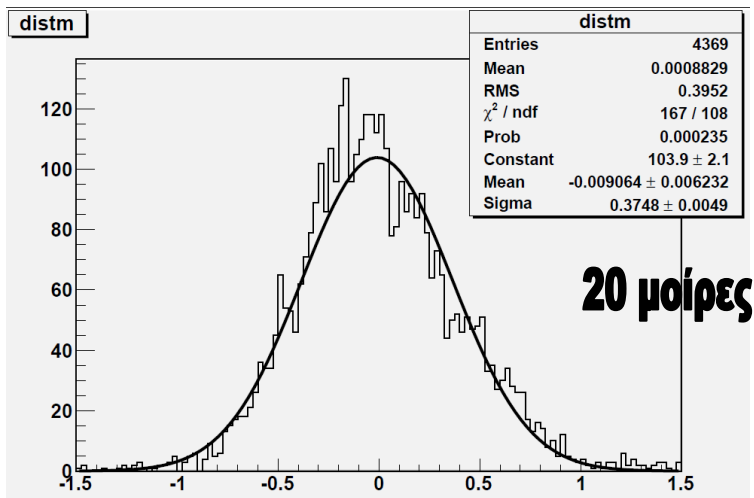
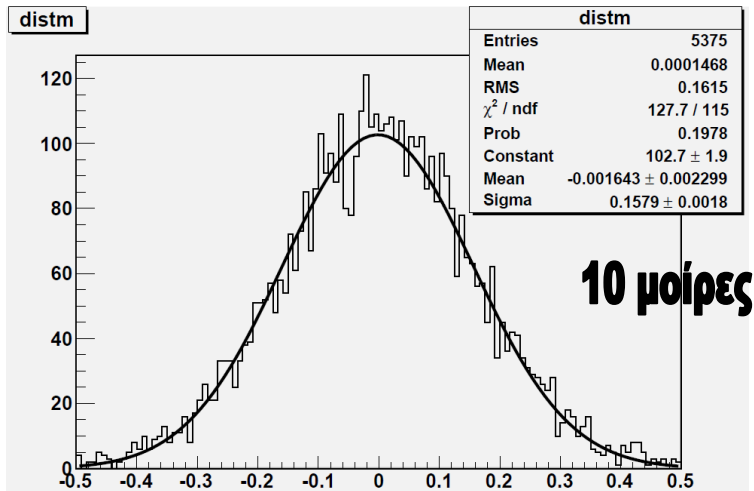


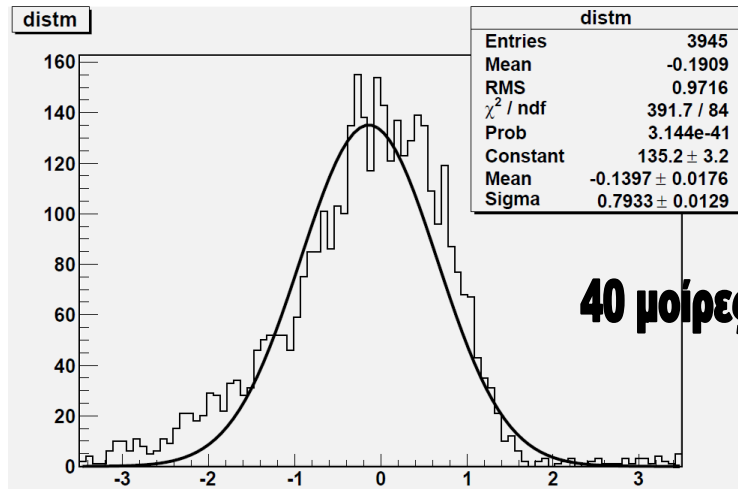
### 7.1.3. Η ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΩΝ ΥΠΟΛΟΙΠΩΝ

Στα ακόλουθα ιστογράμματα παρουσιάζονται οι κατανομές για τις πέντε γωνίες κλίσης του θαλάμου:

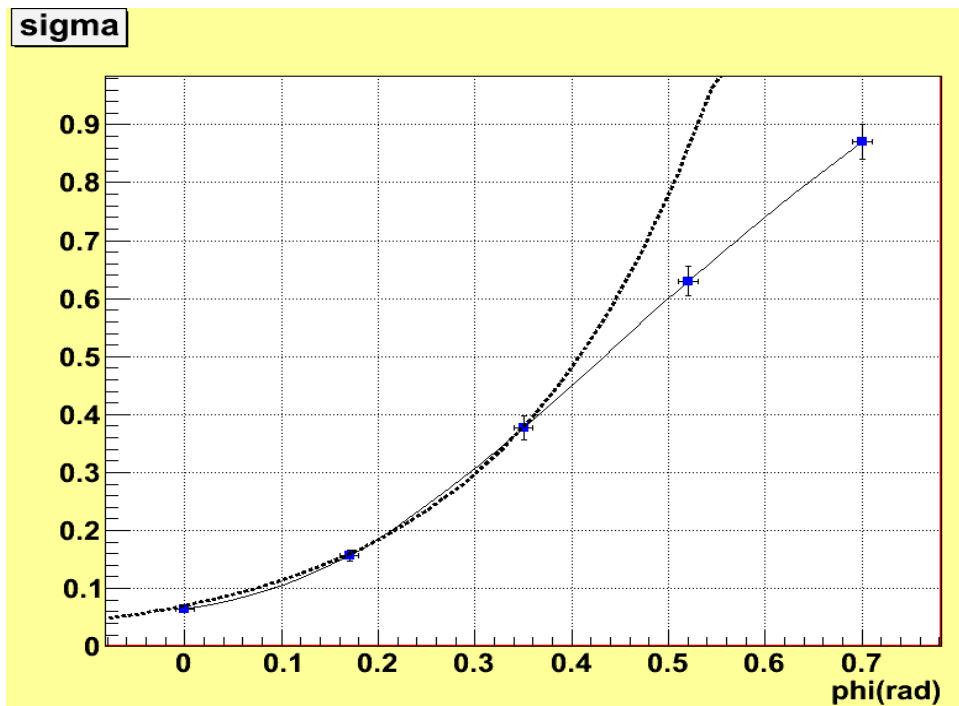








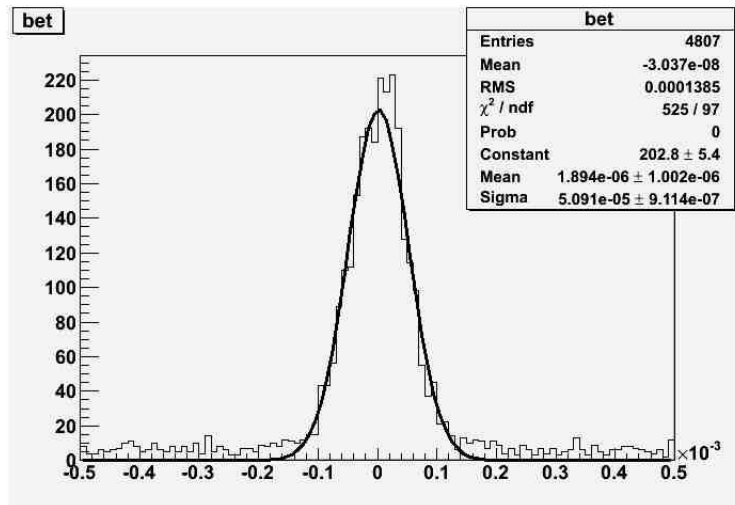
Στο ακόλουθο ιστόγραμμα παρουσιάζεται το σίγμα της κατανομής των υπολοίπων συναρτήσει της γωνίας  $\phi$  σε rad:



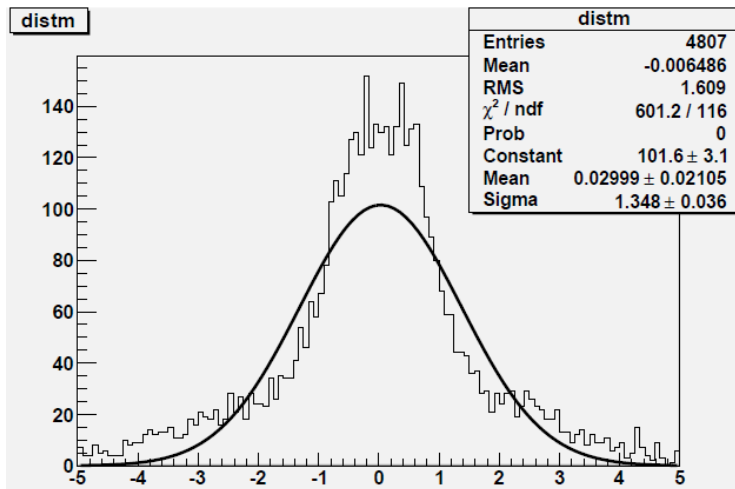
Οι τιμές των σίγμα έχουν υπολογιστεί από το μέσο όρο που προέκυψε από την επεξεργασία τεσσάρων αρχείων αντίστοιχα για κάθε γωνία στροφής και τα σφάλματα από το σφάλμα του σίγμα που υπολογίστηκε από την κατανομή από το πρόγραμμα ανάλυσης, ενώ τα σφάλματα για τις γωνίες είναι  $\pm 1$  μοίρα. Η διακεκομμένη γραμμή αναπαριστά την καμπύλη όπως θα προέκυπτε από τα τρία πρώτα σημεία, καθώς ο κώδικας για τις 30 και τις 40 μοίρες παρατηρούμε ότι δεν μπορεί να υπολογίσει με την απαιτούμενη ακρίβεια τη θέση των clusters.

#### 7.1.4. ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΙΣ

1. Από την κατανομή των υπολοίπων μπορούμε να υπολογίσουμε τη χωρική διακριτική ικανότητα του θαλάμου και πρόκειται για το σίγμα της γκαουσιανής κατανομής που ακολουθούν. Οι μονάδες μέτρησης στα ιστογράμματα είναι σε χιλιοστά και θεωρούμε ότι είναι το σίγμα της κατανομής για γωνία κλίσης  $\theta$  του θαλάμου. Συνεπώς η χωρική διακριτική ικανότητα του R13 είναι  $64 \pm 1 \mu m$ .
2. Όλα τα run files που αναλύσαμε είχαν  $10040 \pm 30$  entries, αλλά παρατηρούμε ότι τελικά στη μέθοδό μας χρησιμοποιούμε κατά προσέγγιση το 50% αυτών. Ο λόγος έγκειται στο γεγονός ότι χρησιμοποιούμε μόνο εκείνα τα γεγονότα που έχουν ταυτόχρονα ένα cluster και στους τρεις silicon. Όταν όμως υπολογίζουμε τα υπόλοιπα στο micromegas λαμβάνουμε υπόψη μας και τα γεγονότα που έχουν περισσότερα από ένα clusters στον τελευταίο, αρκεί η απόσταση τους από τις προβλεπόμενες θέσεις να απέχει λιγότερο από ένα κατώφλι που ορίζουμε στον κώδικα. Επομένως αναμένουμε περισσότερες θέσεις χτυπημένες στο micromegas από αυτές που προκύπτουν από τους τρεις silicon.
3. Περιπτώσεις ασυγχρονισμού παρατηρήθηκαν στην πλειονότητα των files που επεξεργαστήκαμε, οι οποίοι προέρχονται από τις ίδιες τις μετρήσεις που έλαβαν οι silicon. Συγκεκριμένα αυτοί οι ασυγχρονισμοί παρατηρήθηκαν αποκλειστικά στον τρίτο silicon (bat6) και τα γεγονότα εξαιρέθηκαν κατά την ανάλυση των δεδομένων. Το φαινόμενο αυτό παρατηρήθηκε μερικώς σε μικρές γωνίες,  $\theta$  και 10 μοίρες, ενώ η πλειονότητα των μετρήσεων στις 20 και τις 40 περιλάμβαναν τέτοιου είδους ασυγχρονισμό.
4. Ένα άλλο φαινόμενο που κατέστησε την επεξεργασία ορισμένων run files πρακτικώς αδύνατη είναι το γεγονός ότι κατά περιπτώσεις οι silicon δεν κατέγραφαν φορτίο ή θέση γεγονότος, ώστε να απαιτείται η απόκλιση αυτών των γεγονότων στην ανάλυσή μας.
5. Κατά την αύξηση της γωνίας κλίσης του θαλάμου παρατηρούμε μια βαθμιαία εξασθένηση των χαρακτηριστικών της γκαουσιανής κατανομής, ενώ στις 40 μοίρες χάνεται ολοκληρωτικά η συμμετρία γύρω από το  $\theta$ . Αυτό το γεγονός μαρτυρά την ανικανότητα του κώδικα να υπολογίσει με ακρίβεια τη θέση των clusters στις μεγάλες γωνίες και για το λόγο αυτό θα πρέπει να χρησιμοποιηθεί κάποιος άλλος σε αυτές τις περιπτώσεις. Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελεί η περίπτωση των 30 μοιρών, κατά την οποία καθίσταται αδύνατη με το συγκεκριμένο κώδικα ο σαφής προσδιορισμός της κλίσης των ευθειών που υπολογίζονται μέσω της μεθόδου των ελαχίστων τετραγώνων. Συγκεκριμένα η κατανομή της κλίσης beta για τις ευθείες ενός run file είναι η ακόλουθη:



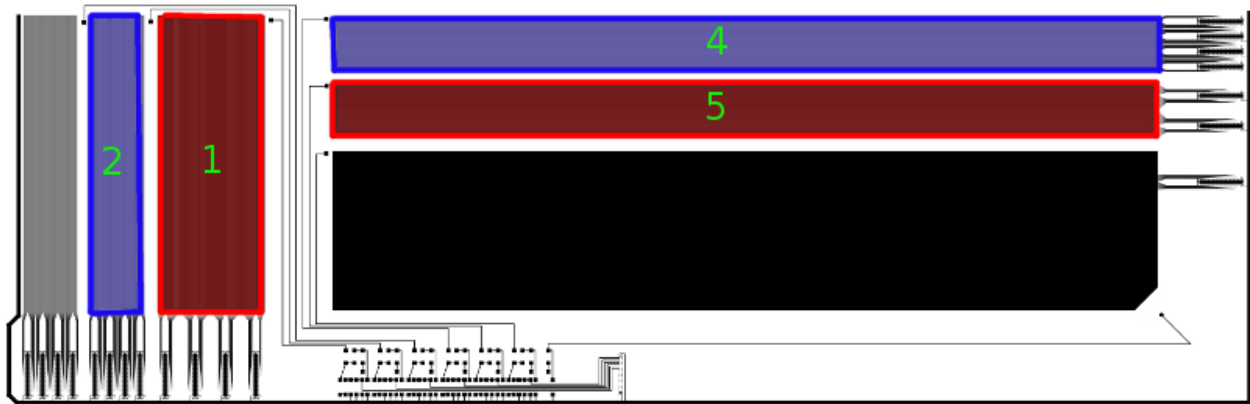
Όστε η κατανομή των υπολοίπων να προκύπτει:



Αυτό είναι το φαινόμενο των δύο γκαουσιανών που παρουσιάζεται όχι λόγω ενός δεύτερου μηχανισμού που λαμβάνει χώρα ταυτόχρονα, αλλά εξαιτίας του ασυγχρονισμού που παρατηρείται από ένα γεγονός και επιδρά στο συγχρονισμό των υπολοίπων γεγονότων. Το μέτρο που λάβαμε σε αυτήν την περίπτωση είναι να περιορίσουμε τα γεγονότα μας σε αυτά που η κλίση της ευθείας δεν ξεπερνά την τιμή 0.00015 και καταλήξαμε στο ιστόγραμμα που παρουσιάσαμε στην προηγούμενη παράγραφο με πλήθος γεγονότων 1513 από τα 4807 που αρχικά κρατήσαμε.

## 7.2. ΘΑΛΑΜΟΣ P3

Ο θάλαμος P3 είναι ένα πρωτότυπο θάλαμου micromegas μεγάλης επιφάνειας με διαστάσεις  $600mm \times 1400mm \times 35mm$ . Η επιφάνεια του χωρίζεται σε επιμέρους strips με διαφορετική γεωμετρική τοποθέτηση, μήκος και συνολική χωρητικότητα. Τα strips αυτά συνδέονται με διαφορετικούς υποδοχείς. Σκοπός αυτής της εργασίας στη μελέτη του θαλάμου P3 είναι οι διαφορές που έχουν οι υποδοχείς που συνδέονται σε strips με διαφορετική γεωμετρία, στην ίδια τάση και με το ίδιο αέριο. Το αέριο που χρησιμοποιήθηκε ήταν Ar: 85% , CO<sub>2</sub>: 15% και η τάσεις που επιλέχθηκαν για την μελέτη είναι για το ηλεκτρόδιο ολίσθησης  $V_d = 540V$  και για το πλέγμα  $V_m = 840V$ .

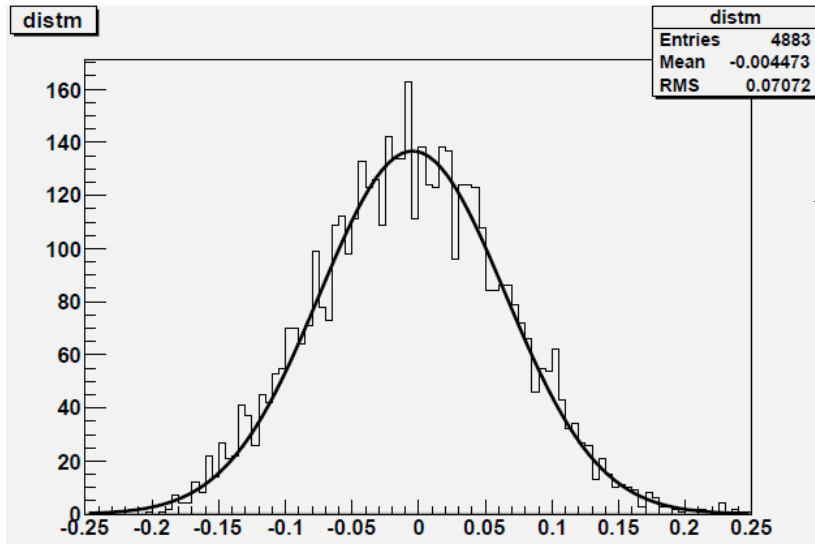


Εικόνα 16: Οι υποδοχείς του θαλάμου P3. Όσοι έχουν σκιαγραφηθεί με ίδιο χρώμα έχουν τον ίδιο αριθμό strips και με την ίδια απόσταση μεταξύ τους (pitch) αλλά ο ένας συνδέεται σε μεγάλου μήκους strips ενώ ο δεύτερος σε μικρού μήκους.

Υποδοχέας	Strips	Strip Pitch ( $\mu m$ )	Γεωμετρία Strip
1	400	500	Κοντά
2	150	250	Κοντά
4	150	250	Μακριά
5	400	500	Μακριά

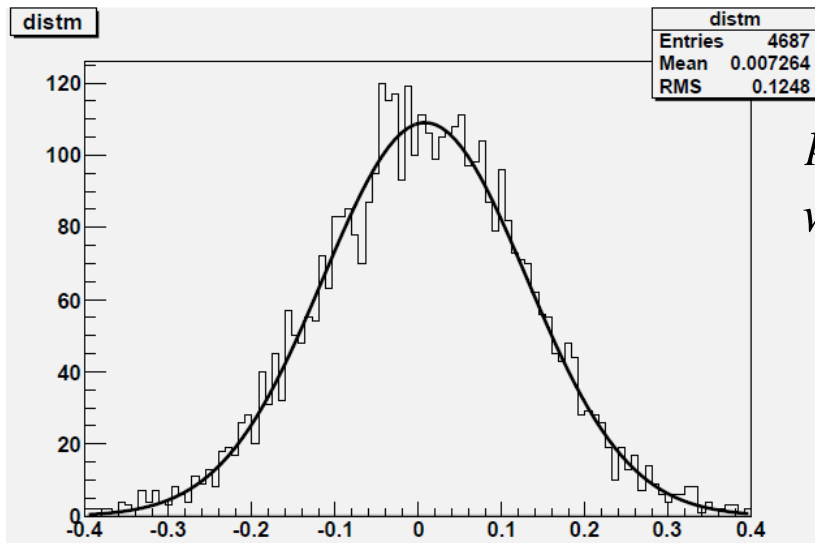
Πίνακας 1: Χαρακτηριστικά των υποδοχέων

Οι κατανομές των υπολοίπων υπολογίστηκαν για τους υποδοχείς 4, 1 αντίστοιχα:



*pitch : 250*  
*width : 150*

Εικόνα 17a

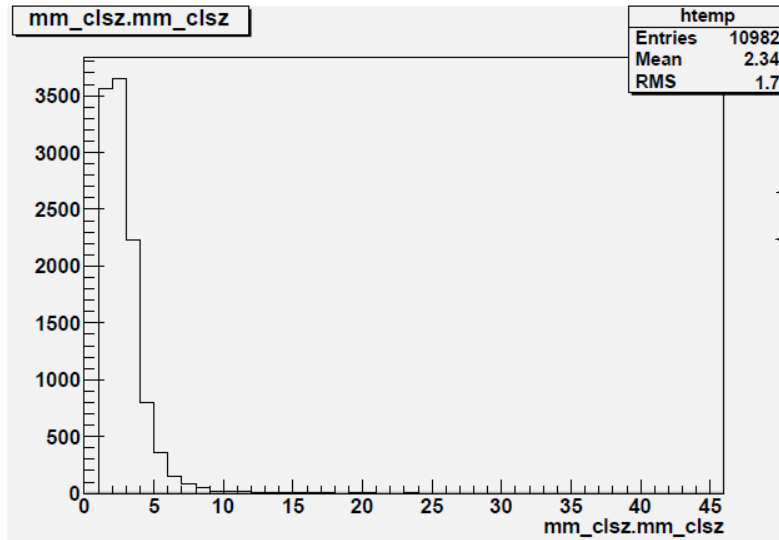


*pitch : 500*  
*width : 400*

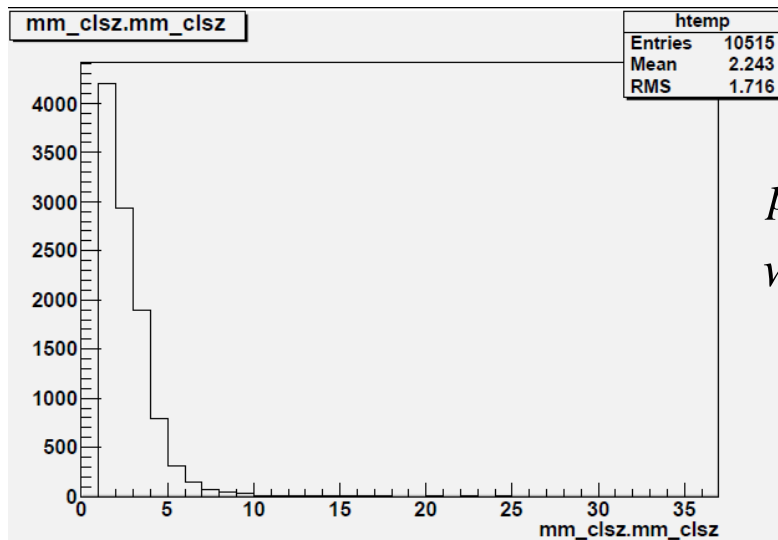
Εικόνα 17b

Παρατηρούμε ότι στην πρώτη περίπτωση η τιμή του σίγμα της κατανομής, Εικόνα 17a, είναι μέσα στα προβλεπόμενα όρια για γωνία 0 μοιρών (71 $\mu$ m), ενώ στη δεύτερη, Εικόνα 17b, τα υπερβαίνει κατά πολύ (125 $\mu$ m). Ο λόγος έγκειται στην αναλογία pitch-width των strips και επομένως στην ακρίβεια με την οποία μπορούμε να γνωρίζουμε τη θέση του κάθε cluster.

Στα ακόλουθα ιστογράμματα παρατηρούμε το μέγεθος του cluster για τις δύο περιπτώσεις όπως υπολογίστηκαν κατά την ανάλυσή μας και ορίζεται ως το πλήθος των strips που χτυπήθηκαν από ένα cluster για το σύνολο των γεγονότων στο micromegas:



Εικόνα 18a



Εικόνα 18b

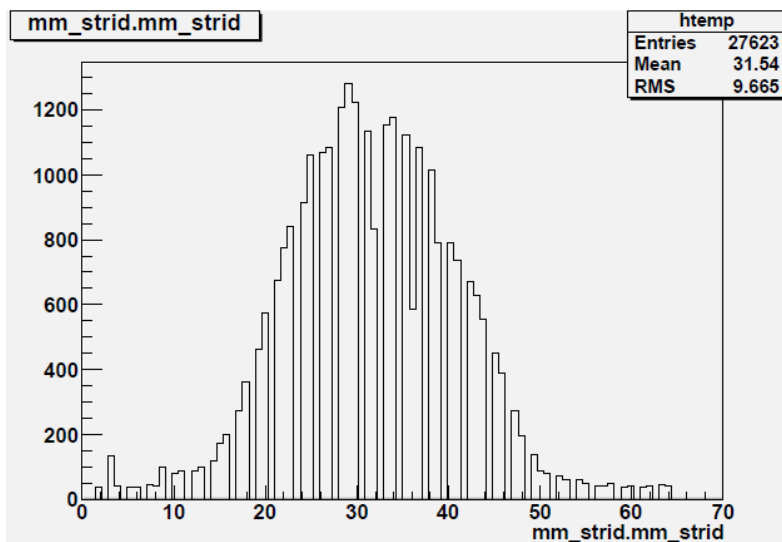
Είναι εμφανές το γεγονός ότι στη δεύτερη περίπτωση η πλειονότητα των clusters συλλέχθηκε από ένα strip, ενώ στην πρώτη από δύο strips. Στον ακόλουθο πίνακα παρατίθεται η στατιστική αυτή:

Nr. of strips hit	250/150	500/400
1	32%	40%
2	33%	28%
3	20%	18%
4	7%	7%

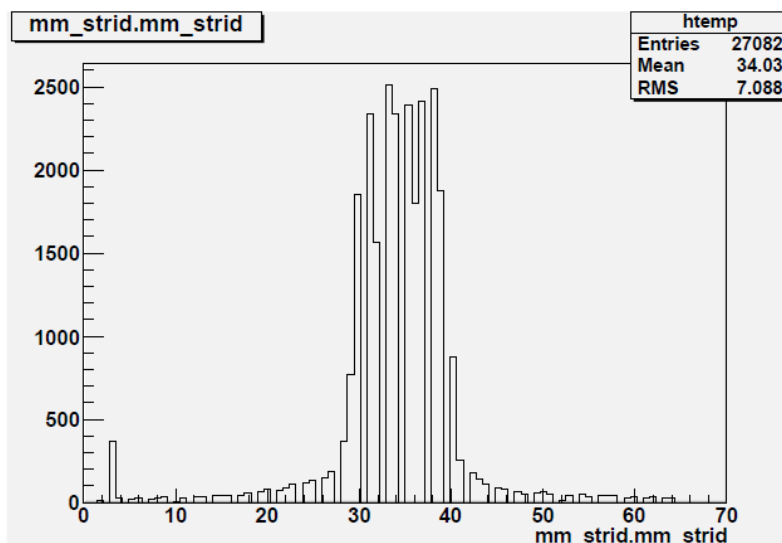
Επειδή όμως τα κενά ανάμεσα στα strips είναι μεγάλα συγκριτικά με το μέγεθος του cluster που παράγεται στη δεύτερη περίπτωση, ενδεχομένως να μην μπορεί να υπολογιστεί με ακρίβεια το κέντρο βάρους της κατανομής ώστε η θέση του cluster να υπολογίζεται με μεγάλη αβεβαιότητα. Στην περίπτωση όμως που το pitch είναι μικρό σε σχέση με το πλάτος των strips, τότε ενδεχομένως το φορτίο που θα κατανέμεται στα strips να είναι πολύ μικρό ώστε να καταγραφεί ως τέτοιο και να παραβλέπεται ως background.



Το γεγονός αυτό μαρτυρά και η κατανομή των χτυπημάτων πάνω στα strips του θαλάμου και στις δύο περιπτώσεις:



*pitch : 250*  
*width : 150*



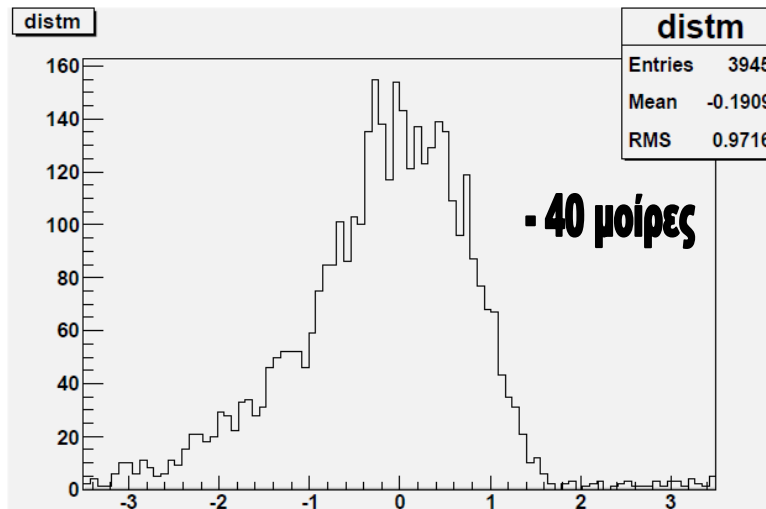
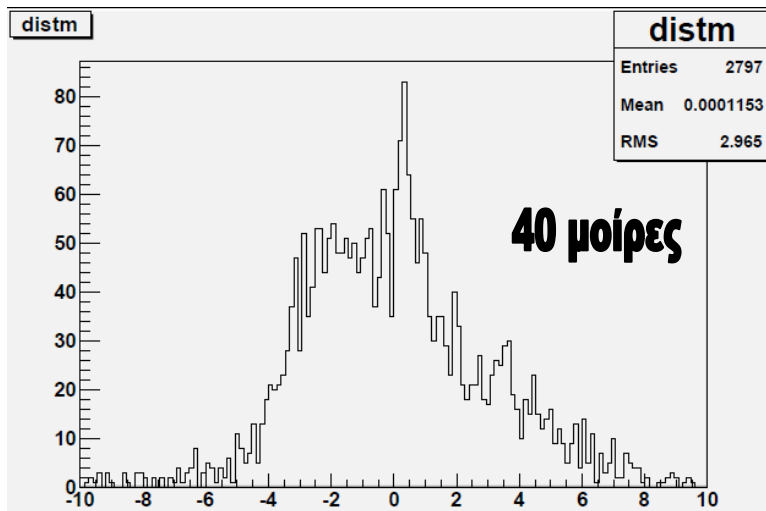
*pitch : 500*  
*width : 400*



Παρατηρούμε ότι στη δεύτερη περίπτωση έχουν χτυπηθεί τα μισά strips συγκριτικά με την πρώτη και πιθανότατα οφείλεται στο γεγονός ότι μεγάλο τμήμα του σήματος που θα μπορούσε να ληφθεί δε λήφθηκε γιατί τα ηλεκτρόνια πέρασαν μέσα από το pitch των strips. Συνεπώς απαιτείται μια περαιτέρω μελέτη της βέλτιστης αναλογίας pitch/width και του μεγέθους των clusters που παράγονται ώστε να μπορούν να συλλέγονται με την απαιτούμενη ακρίβεια.

### 7.3. ΘΑΛΑΜΟΣ R12

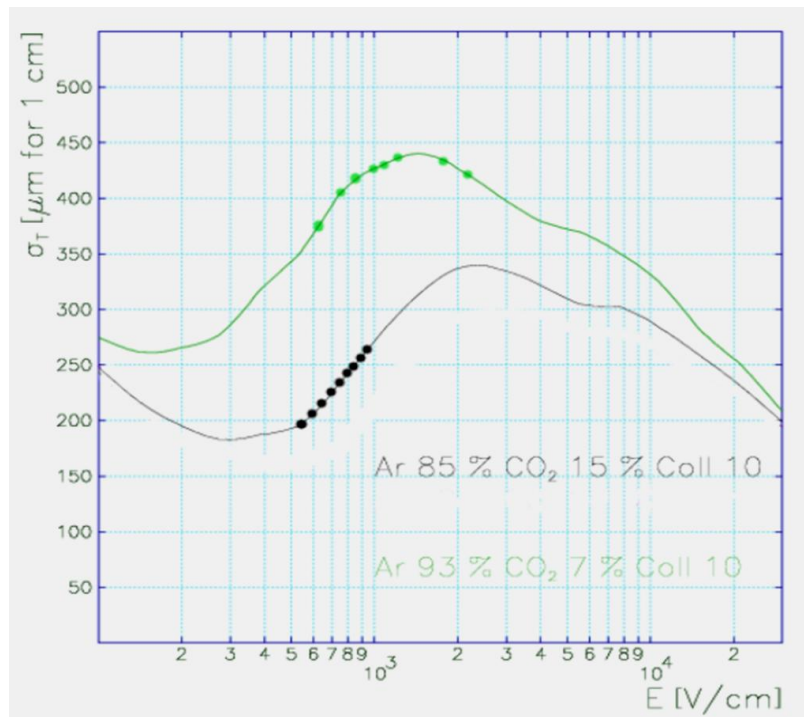
Ο θάλαμος R12 μελετήθηκε για γωνία κλίσης 40 και -40 μοιρών με σκοπό να ερευνησουμε την κατανομή των υπολοίπων, η οποία όπως παρατηρήσαμε στην περίπτωση του R13 παύει να είναι γκαουσιανή:



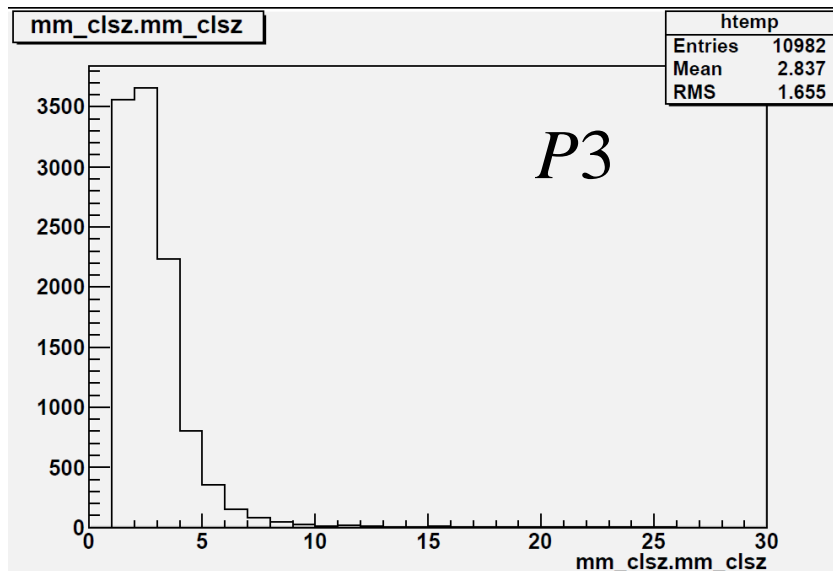
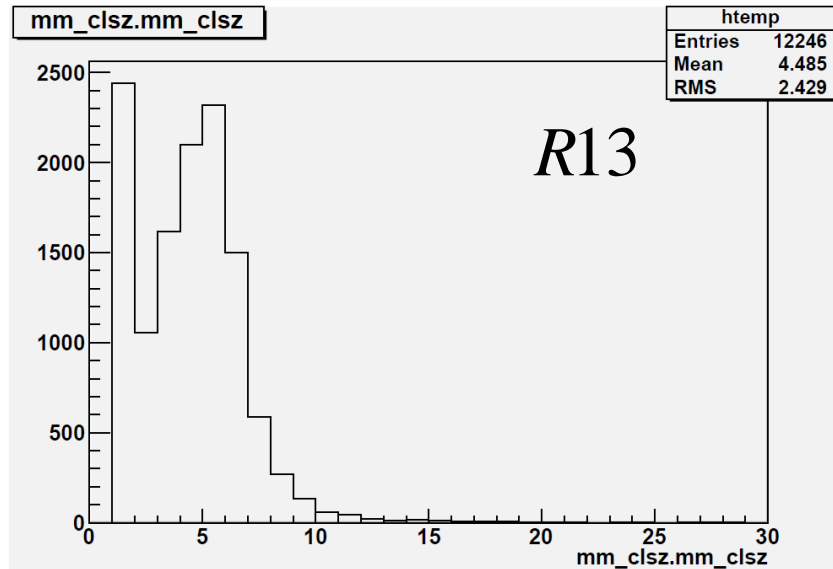
Το φαινόμενο της ροπής της κατανομής προς κάποια κατεύθυνση που παρουσιάζεται στην περίπτωση της μεγάλης κλίσης είναι εμφανές και στο θάλαμο R12. Το γεγονός αυτό μας οδηγεί στο συμπέρασμα πρώτον ότι όντως ο κώδικας δεν επαρκεί σε αυτήν την περίπτωση ώστε να υπολογίσουμε τη χωρική διακριτική ικανότητα του θαλάμου και δεύτερον ότι η ροπή αυτή είναι σύνηθες φαινόμενο και μάλιστα ανάλογα με την κατεύθυνση στην οποία στρέφουμε το θάλαμο αναμένουμε και ανάλογη μετατόπιση.

#### 7.4. ΔΙΑΧΥΣΗ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΣΤΟΥΣ ΘΑΛΑΜΟΥΣ

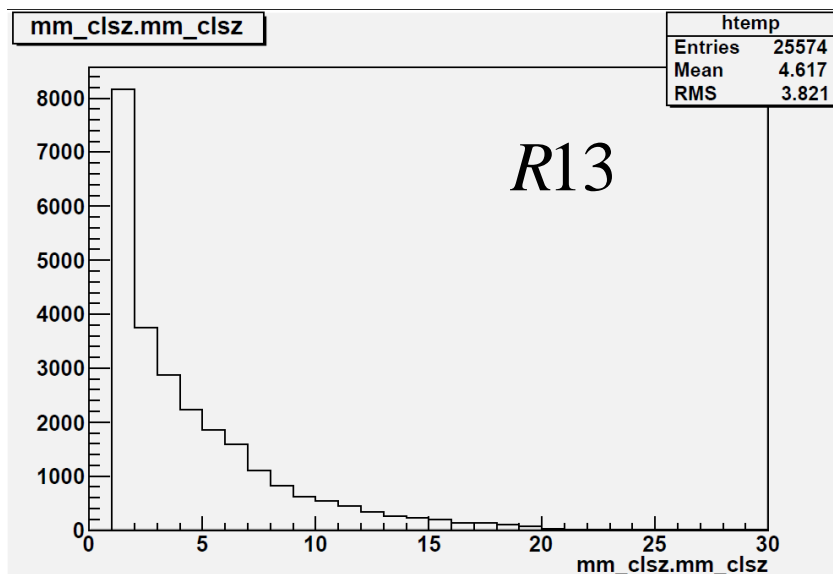
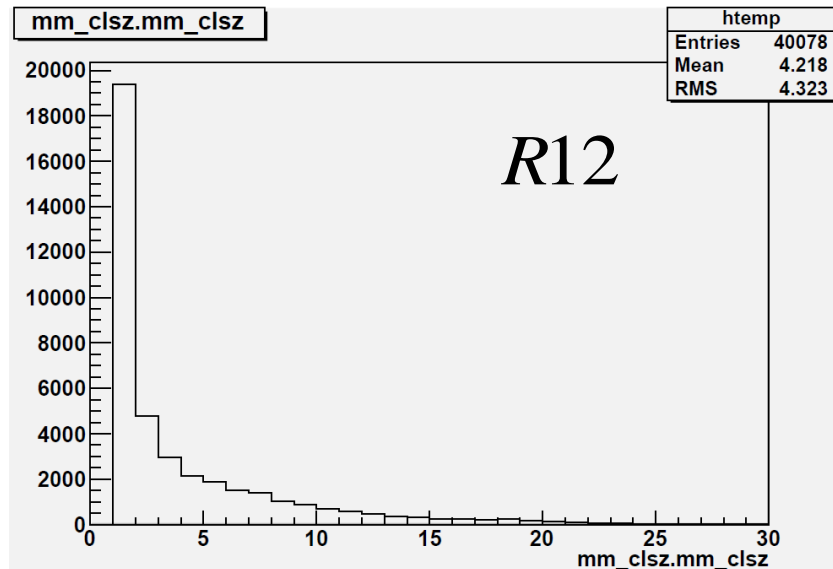
Η διάχυση των ηλεκτρονίων μέσα στους θαλάμους εξαρτάται από τη διαφορά δυναμικού που εφαρμόζεται στα δύο ηλεκτρόδια και διαφέρει ανάλογα με το αέριο που χρησιμοποιείται. Αυτή η διάχυση ευθύνεται για το μέγεθος των clusters που παράγονται και επομένως από τον αριθμό των καναλιών από τα οποία συλλέγεται το σήμα. Στο θάλαμο R13 και στον υποδοχέα 4 του P3 που μελετήσαμε η διαφορά δυναμικού είναι 300V, επομένως δημιουργείται ηλεκτρικό πεδίο έντασης  $600V/cm$  δεδομένου ότι η περιοχή ολίσθησης είναι 0,5cm, ενώ στον R12 είναι 200V και επομένως το πεδίο θα έχει ένταση  $400V/cm$ . Στο ακόλουθο γράφημα παρουσιάζεται η εγκάρσια διάχυση συναρτήσει της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου για τα δύο αέρια μίγματα:



Συγκρίνοντας το θάλαμο R13 με τον υποδοχέα 4 του P3 στους οποίους εφαρμόζεται η ίδια διαφορά δυναμικού αναμένουμε στον R13 η διάχυση να είναι μεγαλύτερη, δεδομένου ότι στον τελευταίο εισήχθηκε Ar: 93% , CO<sub>2</sub>: 7% ενώ στον P3 Ar: 85% , CO<sub>2</sub>: 15%. Πράγματι στα ακόλουθα ιστογράμματα παρουσιάζεται το μέγεθος των clusters για τους δύο θαλάμους και παρατηρούμε ότι η μέση τιμή στον R13 είναι 4,485, ενώ στον P3 2,837:



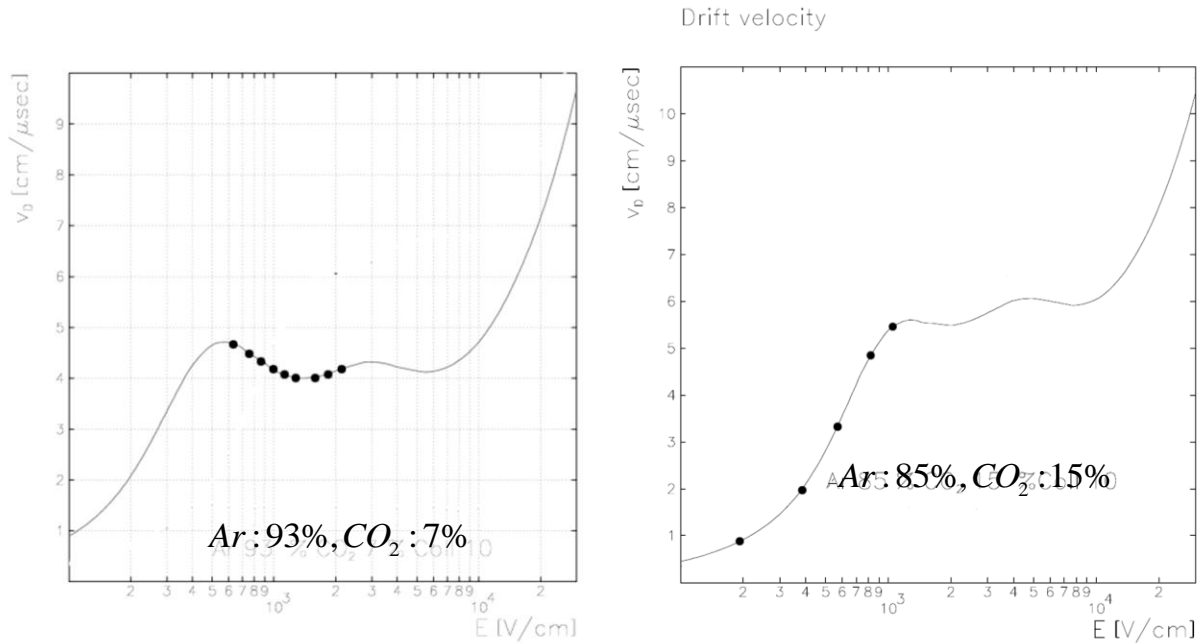
Αντίστοιχα αν συγκρίνουμε τον R13 με τον R12 στις 40 μοίρες κλίσης στους οποίους περιέχεται το ίδιο αέριο, Ar: 93% , CO<sub>2</sub>: 7% αλλά στον R13 το ηλεκτρικό πεδίο έχει μεγαλύτερη ένταση, πρέπει πάλι στον τελευταίο η εγκάρσια διάχυση να είναι μεγαλύτερη, συνεπώς και το μέγεθος των clusters:



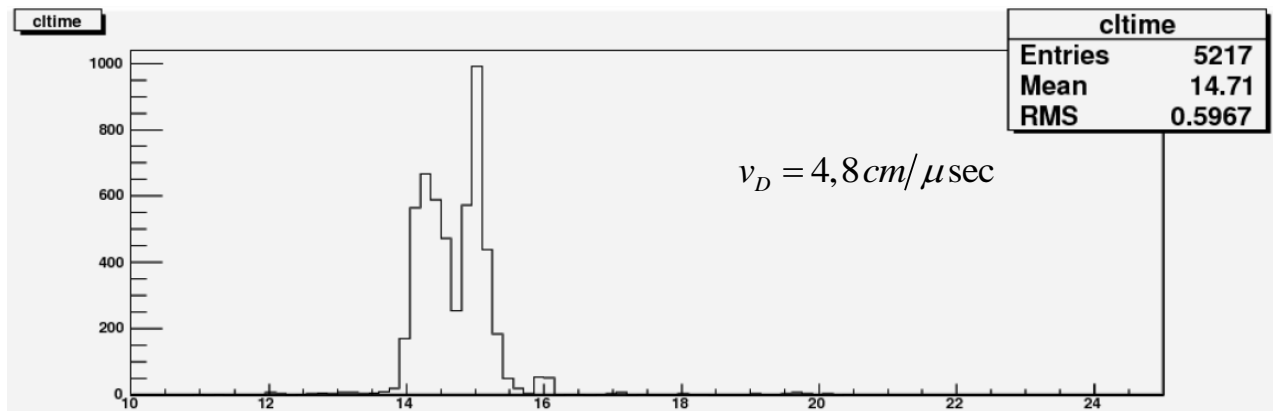
Η μέση τιμή της κατανομής για τον R13 είναι 4,617, ενώ για τον R12 είναι 4,218.

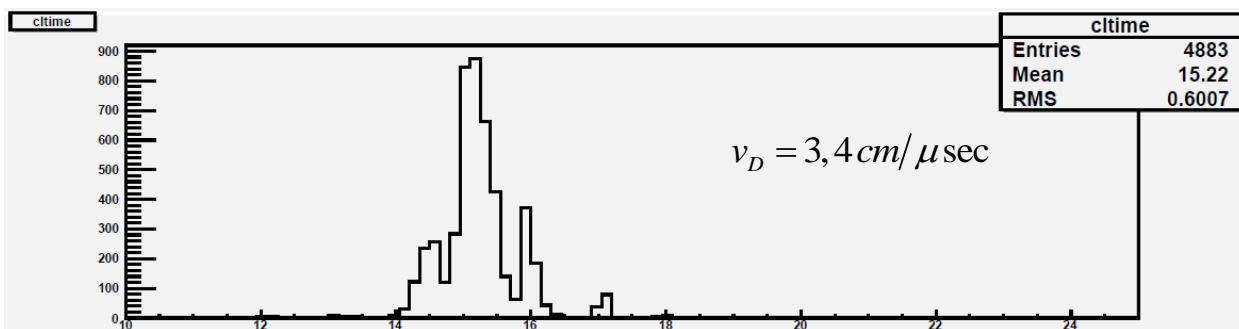
## 7.5. ΤΑΧΥΤΗΤΑ ΟΛΙΣΘΗΣΗΣ ΣΤΟΥΣ ΘΑΛΑΜΟΥΣ

Η ταχύτητα ολίσθησης αποτελεί χαρακτηριστικό μέτρο του χρόνου που απαιτείται για τη συλλογή του φορτίου και διαφέρει σε κάθε μίγμα αερίων. Στα ακόλουθα γραφήματα φαίνεται η εξάρτησή της από την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου:



Στον R13 με αέριο μίγμα Ar: 93% , CO<sub>2</sub>: 7% και ένταση πεδίου 600V/cm η ταχύτητα ολίσθησης θα έχει μέτρο 4,8cm/ $\mu$ sec, ενώ στον P3 με Ar: 85% , CO<sub>2</sub>: 15% και ίδια ένταση πεδίου η ταχύτητα ολίσθησης θα έχει μέτρο 3,4cm/ $\mu$ sec. Στα ιστογράμματα παρατηρούμε ότι αυτή η διαφορά στο μέτρο της ταχύτητας έχει αντίκτυπο στο χρόνο συλλογής του φορτίου:





## 7.6. ΑΡΧΕΙΑ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ SimpleFastReco\*.root

Τα ακόλουθα αρχεία δεδομένων έχουν χρησιμοποιηθεί για την ανάλυση:

1. ΘΑΛΑΜΟΣ P3 :

4753, 4808, 4809, 4810, 4828

2. ΘΑΛΑΜΟΣ R13 :

4660,4661,4669,4670,4671,4674,4675,4680,4682,4683,4710,4712,4716,4717,  
4688,4689,4692,4695, 4722,4725,4728,4730,4732

3. ΘΑΛΑΜΟΣ R12 :

4458, 4459,4460,4472,4473

## ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. The ATLAS experiment at the CERN Large Hadron collider, 2008
2. Physics of Particle Detection, Claus Grupen, University of Siegen
3. How physics defines the LHC environment and detectors, D. Green, Fermilab
4. Instrumentation for high-energy physics, S. Stapnes, University of Oslo
5. Calorimetry, R. Wigmans, Texas Tech University
6. Expected performance of the ATLAS experiment, Detector, Trigger and Physics, 2008
7. Monte Carlo studies of the Characteristics of Micromegas Detector, Wang Wenxin, Zhang Yi, Yang Herun, Hu Bitao, Lanzhou University
8. Hadron Collider Physics summer school, Jane Nachtman, University of Iowa, 2010
9. Spatial resolution in Micromegas detectors, J. DerreH, Y. Giomataris, H. Zacccone, A. Bay, J.-P. Perroud, F. Ronga, 2000
10. Development of a fast gaseous detector: Micromegas, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 423 (1999) 32-48
11. Test of the spatial resolution of MICROMEAS detectors, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 419 (1998) 452-459
12. Test for a micromegas detector for the muon tracking chambers of ALICE, J.P. Cussonneau, P.Lautridou, L.Luquin, V. Metivier, A. Rahmani, V. Ramillien, T. Reposeur, Laboratoire
13. Archana Sharma, Properties of some gas mixtures used in tracking detectors
14. Barouch, Bay, Bouchigny, Charpak, Derre, Developments of a fast gaseous detector: 'Micromegas', 1998
15. Bichsel, Groom, Klein, Passage of particles through matter, 2006
16. Giomataris, High rate applications of micromegas and prospects, 2006
17. Ντέκας Κ., BAT Study, 2010
18. Καραστάθης Ν., Διπλωματική εργασία «Μελέτη ανιχνευτή Micromegas με δέσμες σωματιδίων», 2010
19. [www.root.cern.ch](http://www.root.cern.ch)